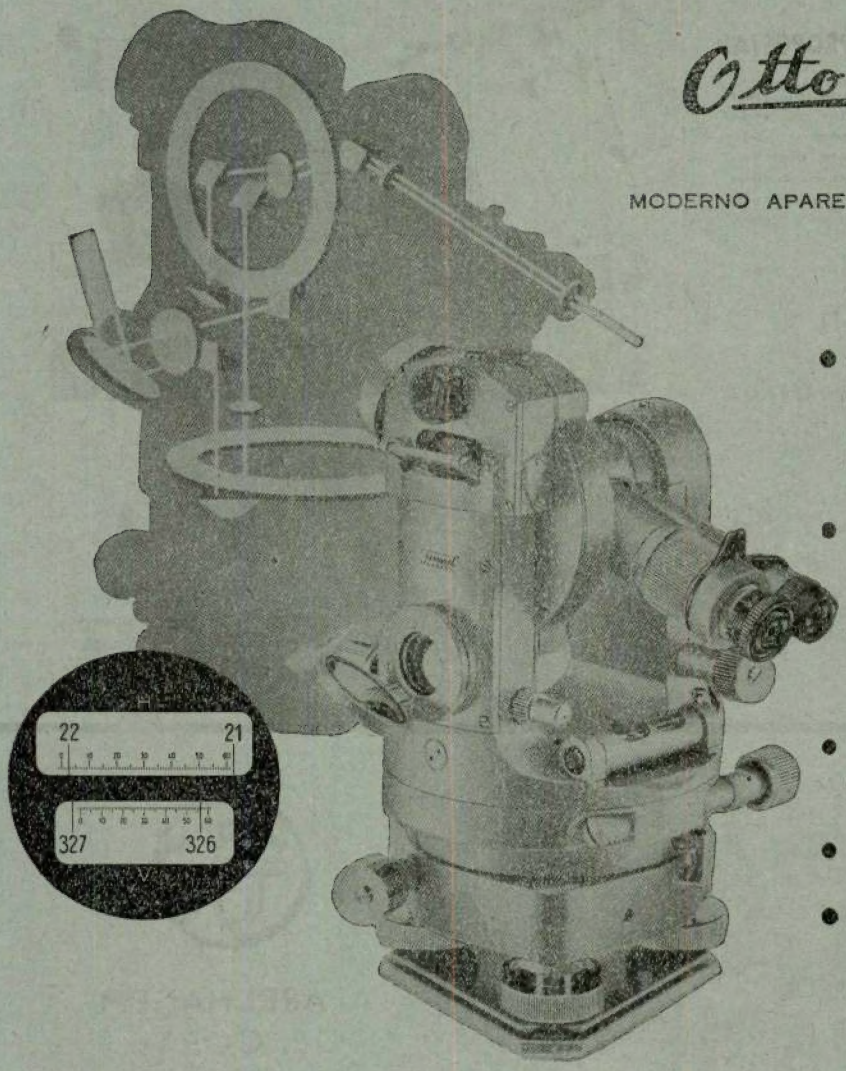
TEODOLITO TAQUEOMÉTRICO FTI



Otto-Fennel

MODERNO APARELHO DISPONDO DE:

- Observação simultânea dos dois limbos pelo microscópio colocado ao lado da ocular da objectiva
- Leitura por sistema directo de 1c e décimos por estimativa
- Leitura do nível vertical por coincidência
- Prumo óptico
- Grande luminosidade

Características ópticas e mecânicas

Telescópio analáctico com lente de focagem interna, retículo medidor de distância, telescópio reversível com o extremo da objectiva.

Constante de adição	zero
Constante de multiplicação	100
Comprimento do telescópio	190 mm
Abertura da objectiva	36 mm
Ampliação	28 x
Distância mínima de mira	1 m
Nível redondo	6' a 8'
Nível de reversão	30"
Nível de horizontalidade paralelo ao eixo de inclinação	40"

Nível junto ao círculo vertical legível por ajustamento da coincidência 40". Passo circunferencial sobre círculos de vidro 360° ou 400g, de 1° ou de 1g.

Diâmetro do círculo horizontal 90 mm, do círculo vertical 70 mm

Leitura directa horizontal	1'	1c
Leitura por avaliação	1'	1c
Leitura directa vertical	0,1' = 6"	0,2c = 20cc
Leitura por avaliação	0,2' = 12"	0,25c = 25cc

Pesos: Instrumento 4,7 kg, Tripé com pés extensíveis 6,0 kg, Caixa metálica 4,0 kg

REPRESENTANTES

PAPELARIA FERNANDES — S. A. R. L.

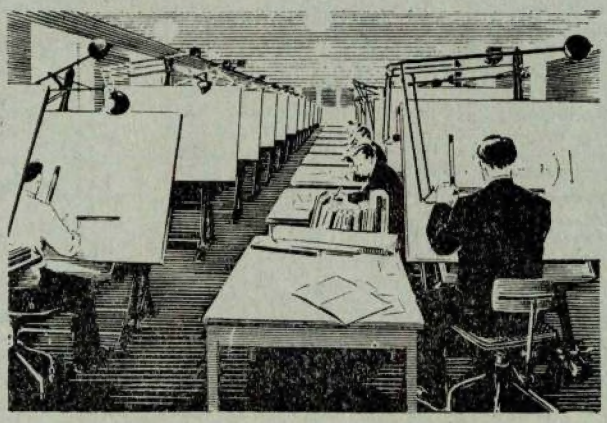
L. DO RATO, 13 — TELEF. 68 21 31/37 — R. DO OURO, 145 — TELEF. 28361/36 85 41

LISBOA

Serviços técnicos

Anúncio 1

SECÇÃO DE PROPOSTAS

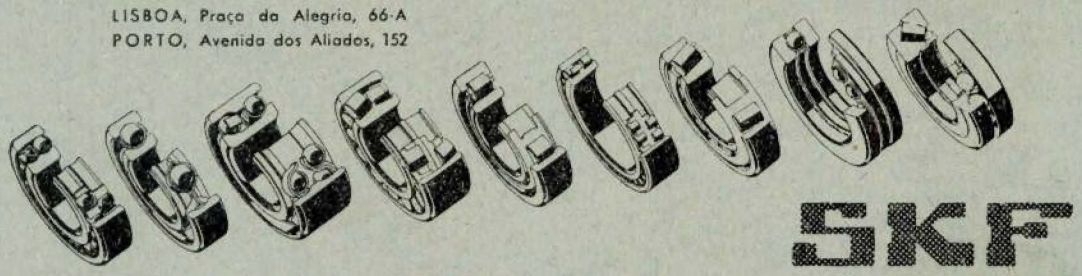


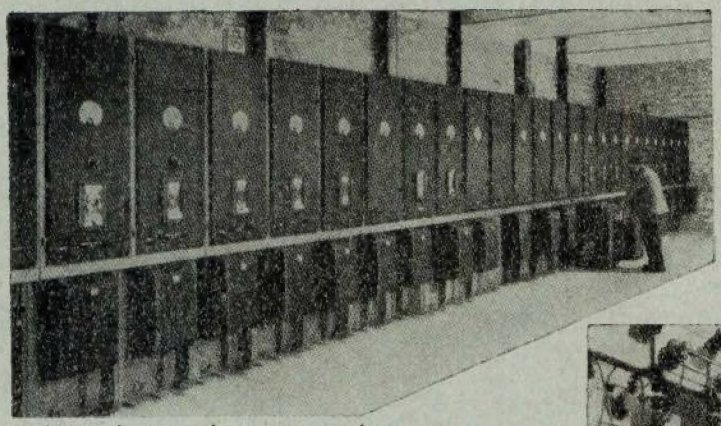
Em todos os estabelecimentos SKF existem técnicos e engenheiros especializados ao dispor de quem os queira consultar sobre tudo quanto diga respeito a rolamentos, bem como a prestarem toda a colaboração na escolha dos mesmos e controlar a sua montagem.

Também, para um maior desenvolvimento do seu serviço técnico, faz a SKF um constante intercâmbio entre os seus estabelecimentos de todo o mundo.

SOCIEDADE SKF LIMITADA

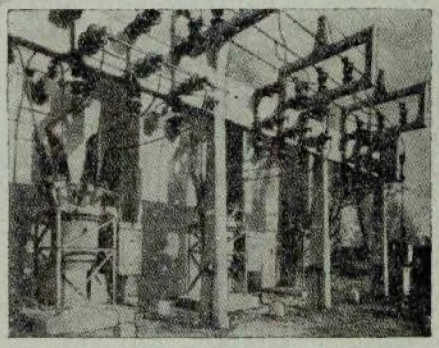
LISBOA, Praça da Alegria, 66-A
PORTO, Avenida dos Aliados, 152





APARELHAGEM DE CORTE

A figura da esquerda mostra um dos 4 painéis do equipamento auxiliar da Central Geradora de Rye House, B. E. A. Eastern Division, compreendendo um total de cento e catorze disjuntores em banho de óleo, de contactos verticais tipo QF, 150 MVA, 3,3 kV;



A figura da direita mostra: Parte da instalação exterior com barramento duplo de 33-KV, 1.000 MVA, da central acima, contendo disjuntores em banho de óleo do tipo JB.

THE **BRITISH THOMSON-HOUSTON** CO. LTD · WILLESDEN · ENGLAND
Member of the AEI group of companies

REPRESENTANTES GERAIS

GENERAL ELECTRIC PORTUGUESA

RUA DO NORTE, 5 – LISBOA • RUA SÁ DA BANDEIRA, 585 – PORTO

A 4628

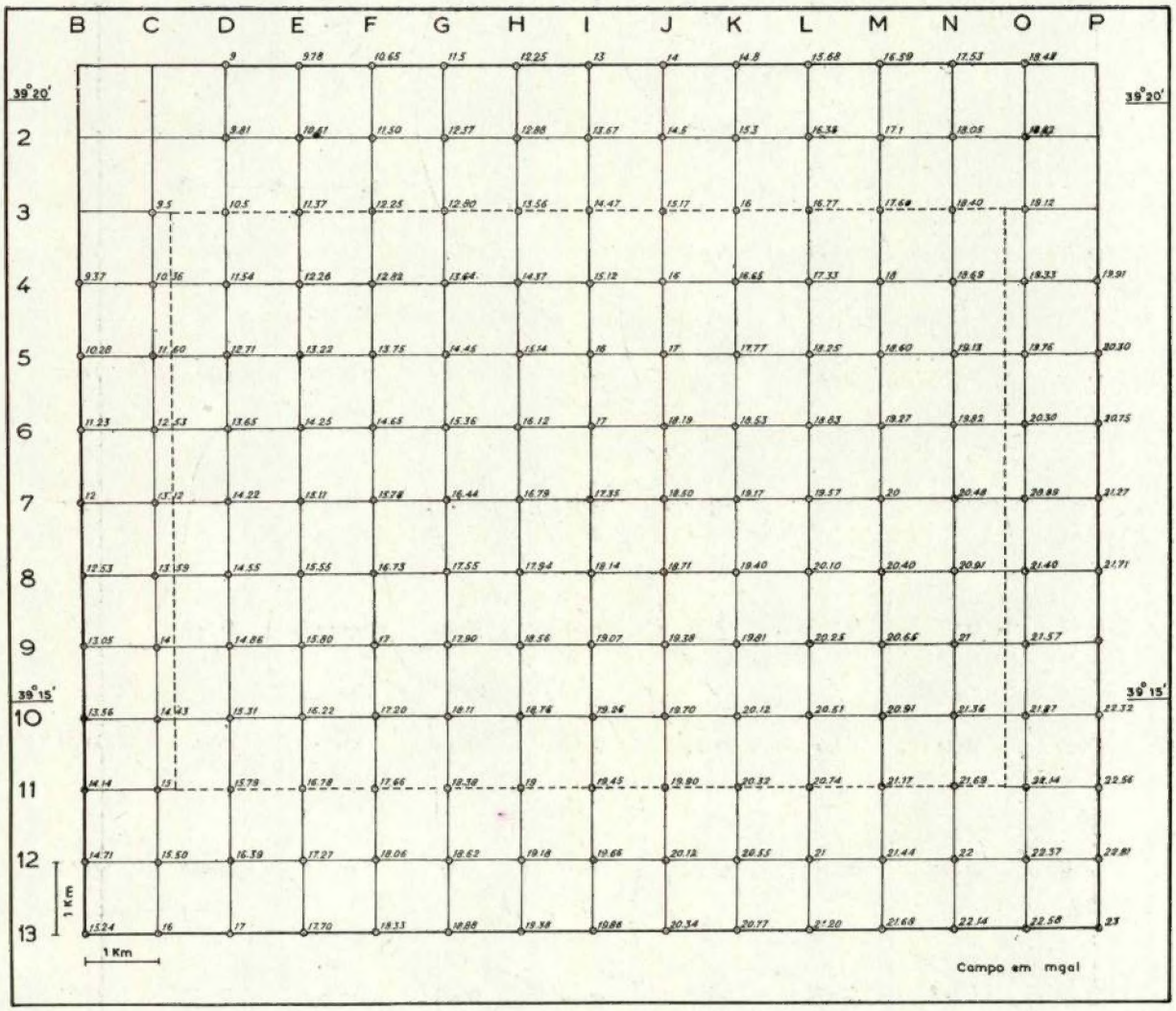


Fig. 15 — Distribuição da Anomalia de Bouguer

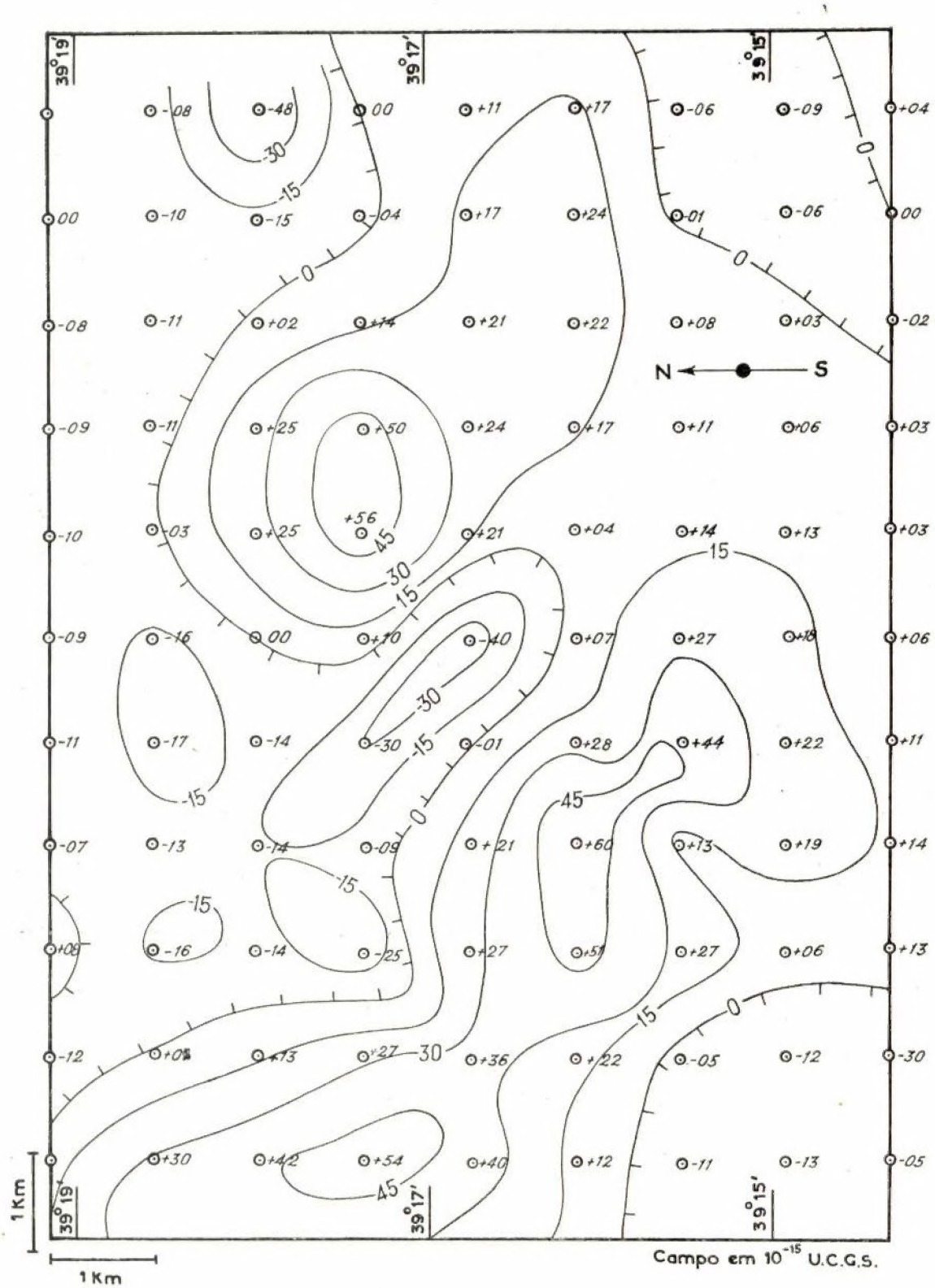


Fig. 16 — Carta do Campo Derivado obtida pelo Método de Atenuação com Grade

tado nos números anteriores deste Capítulo, realizar a atenuação, partindo da determinação da densidade mais conveniente, que foi calculada por um método analítico, generalização do método de Nettleton, também desenvolvido no Capítulo I.

A atenuação foi feita, neste caso, supondo que o campo regional era interpolável por um plano, o que não é de modo nenhum característico do método.

4.1 — *Escolha da «Densidade mais Conveniente» e Construção da Anomalia de Bouguer*

(i) — Escolheram-se duas direcções, t_1 e t_2, em zonas onde se presumiu que não ocorressem anomalias locais importantes. A Fig. 17 mostra onde estão localizadas. A direcção t_1 foi traçada entre as estações números 16 e 21 e a direcção t_2 entre as estações números 85 e 90.

Ao longo de cada uma dessas direcções construiram-se as funções $D\,\delta\,g$ e Dh (ver Capítulo I) do modo que está indicado nos quadros 2-V e 3-V.

(ii) — Seguidamente, admitindo como boa a hipótese da interpolação daquelas funções ao longo das referidas direcções por uma recta, partimos de

$$D\,\delta\,g_1 = b_{11} - b_{12}\,Dh_1 \text{ na direcção } t_1 \quad (1\text{-V})$$

$$D\,\delta\,g_2 = b_{21} - b_{22}\,Dh_2 \text{ na direcção } t_2 \quad (2\text{-V})$$

onde determinamos b_{12} e b_{22} pelo sistema normal apresentado no Capítulo I e obtivemos, na direcção t_1

$$\begin{cases} n_1\,b_{11} - b_{12}\,\Sigma\,D\,h_{1i} = \Sigma\,D\,\delta\,g_{1i} \\ b_{11}\,\Sigma\,D\,h_{1i} - b_{12}\,\Sigma\,(D\,h_{1i})^2 = \Sigma\,D\,\delta\,g_{1i}\,.\,D\,h_{1i} \end{cases} \quad (3\text{-V})$$

e na direcção t_2

$$\begin{cases} n_2\,b_{21} - b_{22}\,\Sigma\,D\,h_{2i} = \Sigma\,D\,\delta\,g_{2i} \\ b_{21}\,\Sigma\,D\,h_{2i} - b_{22}\,\Sigma\,(D\,h_{2i})^2 = \Sigma\,D\,\delta\,g_{2i}\,.\,D\,h_{2i} \end{cases} \quad (4\text{-V})$$

cuja resolução está feita nos quadros 4-V e 5-V.

Como se pode ver, o sistema (3-V) conduz a

$$b_{12} = (K - B)_1 = 0{,}2182 \text{ mgal}\,.\,m^{-1}$$

QUADRO 2—V

Determinação de $D\,\delta\,g_1$ e $D\,h_1$

Estação n.º	$\delta\,g$ [mgl]	$\Delta\delta\,g$ [mgl]	$\Delta\,t$ [Km]	$D\,\delta\,g$ [mgl.Km^{-1}]	Elevação [m]	$\Delta\,h$ [m]	Dh [m.Km^{-1}]
15	15,95				11		
16	15,79	— 0,16	1,7	— 0,094	16	5	2,941
17	14,25	— 1,54	1,7	— 0,905	27	9	5,294
18	13,87	— 0,38	2,0	— 0,190	33	6	3,000
19	16,29	2,42	1,7	1,424	25	— 8	— 4,700
20	17,69	1,40	1,5	0,933	21	— 4	— 2,666
21	19,14	1,45	1,5	0,966	17	— 4	— 2,666

QUADRO 3—V

Determinação de $D\,\delta\,g_2$ e $D\,h_2$

Estação n.º	$\delta\,g$ [mgl]	$\Delta\delta\,g$ [mgl]	$\Delta\,t$ [Km]	$D\,\delta\,g$ [mgl.Km^{-1}]	Elevação [m]	$\Delta\,h$ [m]	Dh [m.Km^{-1}]
90	11,81				19		
89	13,59	+ 1,78	0,80	2,225	14	— 5	— 6,250
88	13,55	— 0,04	0,80	— 0,050	18	+ 4	+ 5,000
87	17,02	+ 3,47	1,25	+ 2,776	7	—11	— 8,800
86	16,55	— 0,47	0,85	— 0,553	12	+ 5	+ 5,882
85	16,72	+ 0,17	2,05	+ 0,083	17	+ 5	+ 2,439

e o sistema (4-V) a

$$b_{22} = (K - B) = 0{,}2209 \text{ mgal}\,.\,m^{-1}$$

valores que são muito próximos e que abonam a favor da escolha das direcções t_1 e t_2 e da hipótese da não existência de anomalias locais ao longo delas.

(iii) — Apesar dos valores de $(K - B)_1$ e $(K - B)_2$ não diferirem senão de $2{,}7 \times 10^{-3}$ mgal. m^{-1} adoptamos a sua média ($K - B = 0{,}2196$ mgal. m^{-1}) para estabelecer a anomalia de Bouguer. Àquele valor de $K - B$ corresponde uma *densidade mais conveniente* de 2,15 U. C. G. S. que difere em 0,25 da densidade adoptada com a interpolação gráfica (Ver Fig. 11).

O estabelecimento da anomalia de Bouguer na área econòmicamente interessante foi feito da forma usual.

4.2 — *Construção do Campo Regional*

O campo regional, na área econòmicamente interessante, foi agora estabelecido admitindo, primeiro, que a anomalia de Bouguer, nas direc-

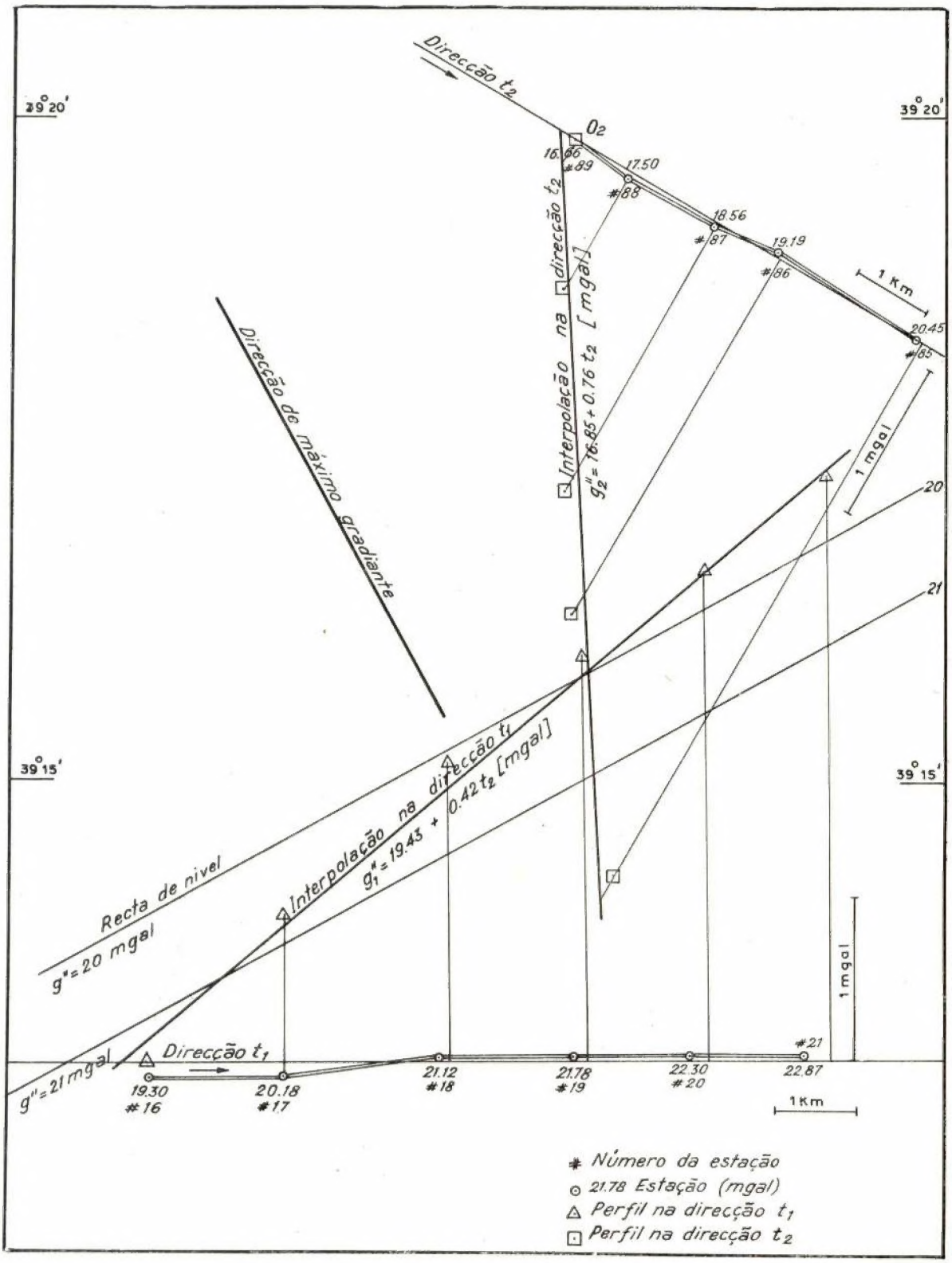


Fig. 17 — Construção do Campo Regional

ções t_1 e t_2, onde, por hipótese, só ocorre campo regional, era interpolável por um polinómio do primeiro grau, como está implícito no modo de determinação da *densidade mais conveniente.*

QUADRO 4 — V

Cálculo de $(K - B)_1$

Estação n.º	Dh	D δ g [mgl. Km^{-1}]	$(Dh)^2$	D δ g . Dh [mgl. Km^{-1}]
16	+ 2,941	— 0,094	8,649	— 0,276
17	+ 5,294	— 0,905	28,06	— 4,791
18	+ 3,000	— 0,190	9,000	— 0,570
19	— 4,700	+ 1,424	22,090	— 6,693
20	— 2,666	+ 0,933	7,108	— 3,487
21	— 2,666	+ 0.966	7,108	— 2,575
	+ 1,203	+ 2,134	+ 81,981	— 17,392

$$\begin{cases} 6\ b_{11} - 1{,}203\ b_{12} = +\ 2{,}134 \\ b_{12} = 0{,}2182\ [\text{mgl m}^{-1}] \\ 1.203\ b_{11} - 81{,}981\ b_{12} = -\ 17{,}392 \end{cases}$$

QUADRO 5 — V

Cálculo de $(K - B)_2$

Estação n.º	Dh	D δ g [mgl. Km^{-1}]	$(Dh)^2$	D δ g . Dh [mgl. Km^{-1}]
89	— 6,250	+ 2,225	+ 39,063	— 13,906
88	+ 5,000	— 0,050	+ 25,000	— 0,250
87	— 8,800	+ 2,776	+ 77.440	— 24,429
86	+ 5,882	— 0,553	+ 34,598	— 3,253
85	+ 2,439	+ 0,083	+ 5,949	— 0,202
	— 1,729	+ 4,481	+ 182,050	+ 41,636

$$\begin{cases} 5\ b_{21} + 1{,}729\ b_{22} = +\ 4{,}481 \\ b_{22} = 0{,}2209\ [\text{mgl m}^{-1}] \\ -1{,}729\ b_{21} - 182{,}050\ b_{22} = -\ 41{,}636 \end{cases}$$

A referida interpolação permitiu estabelecer, pelo método dos mínimos quadrados, dois gradiantes horizontais da anomalia de Bouguer ao longo das duas direcções t_1 e t_2, como mostram os quadros 6-V e 7-V e a Fig. 16. Os seus valores são 0,4208 mgal. Km^{-1} e 0,7589 mgal. Km^{-1} segundo t_1 e t_2, respectivamente.

Utilizamos depois esses dois gradiantes para definir um *plano interpolador* do campo regional. Trata-se, evidentemente, de uma aproximação discutível, porquanto, nem sequer no cruzamento das direcções t_1 e t_2, as anomalias de Bouguer são iguais. Com efeito, tem-se (Quadros 6-V e 7-V).

$$g_1'' = 19{,}43 + 0{,}4208\ t \quad \text{na direcção } t_1 \quad (5\text{-V})$$

$$g_2'' = 16{,}85 + 0{,}7589\ t \quad \text{na direcção } t_2 \quad (6\text{V-})$$

E cruzando-se t_1 com t_2 para $t_1 = 24{,}20$ Km e $t_2 = 22{,}05$ Km, teremos como valores as respectivas anomalias nesses pontos:

$$g''_{24,20} = 19{,}43 + 0{,}4208 \times 24{,}20 = 29{,}61 \text{ mgal}$$

$$g''_{22,05} = 16{,}85 + 0{,}7589 \times 22{,}05 = 33{,}58 \text{ mgal}$$

que diferem de 3,97 mgal.

QUADRO 6 — V

Cálculo do gradiante horizontal na direcção t_1

Estação n.º	t_1	g_1''	t_1^2	$t_1 \cdot g_1''$
16	0	19,30	0,	0
17	1,7	20,18	2,89	34,306
18	3,7	21,12	13,69	73,144
19	5,4	21,78	29,16	117,612
20	6,9	22,30	47,61	153,870
21	8,4			192,108
	26,1	127,55	163,91	576,040

$$\begin{cases} 6\ a_{01} + 26{,}1\ a_{11} = 127{,}55 \\ 26{,}1\ a_{01} + 163{,}91\ a_{11} = 576{,}040 \end{cases}$$

$$\begin{cases} a_{01} = 19{,}43 \quad [\text{mgal}] \\ a_{11} = 0{,}4208\ [\text{mgal . Km}^{-1} \end{cases}$$

QUADRO 7 — V

Cálculo do gradiante horizontal na direcção t_2

Estação n.º	t_2	g_2''	t_2^2	$t_2 \cdot g_2''$
89	0	16,66	0	0
88	0,80	17,50	0,640	14,000
87	2,05	18.56	4,203	38,048
86	2,90	19,19	8,410	55,651
85	4,95	20,45	24,503	101,227
	10,70	92,36	37,756	208,926

$$\begin{cases} 5\ a_{02} + 10{,}70\ a_{12} = 92{,}36 \\ 10{,}70\ a_{02}\ \ 35{,}756\ a_{12} = 208{,}926 \end{cases}$$

$$\begin{cases} a_{02} = 16{,}85 \quad [\text{mgal}] \\ a_{12} = 0{,}7589\ [\text{mgal . Km}^{-1}] \end{cases}$$

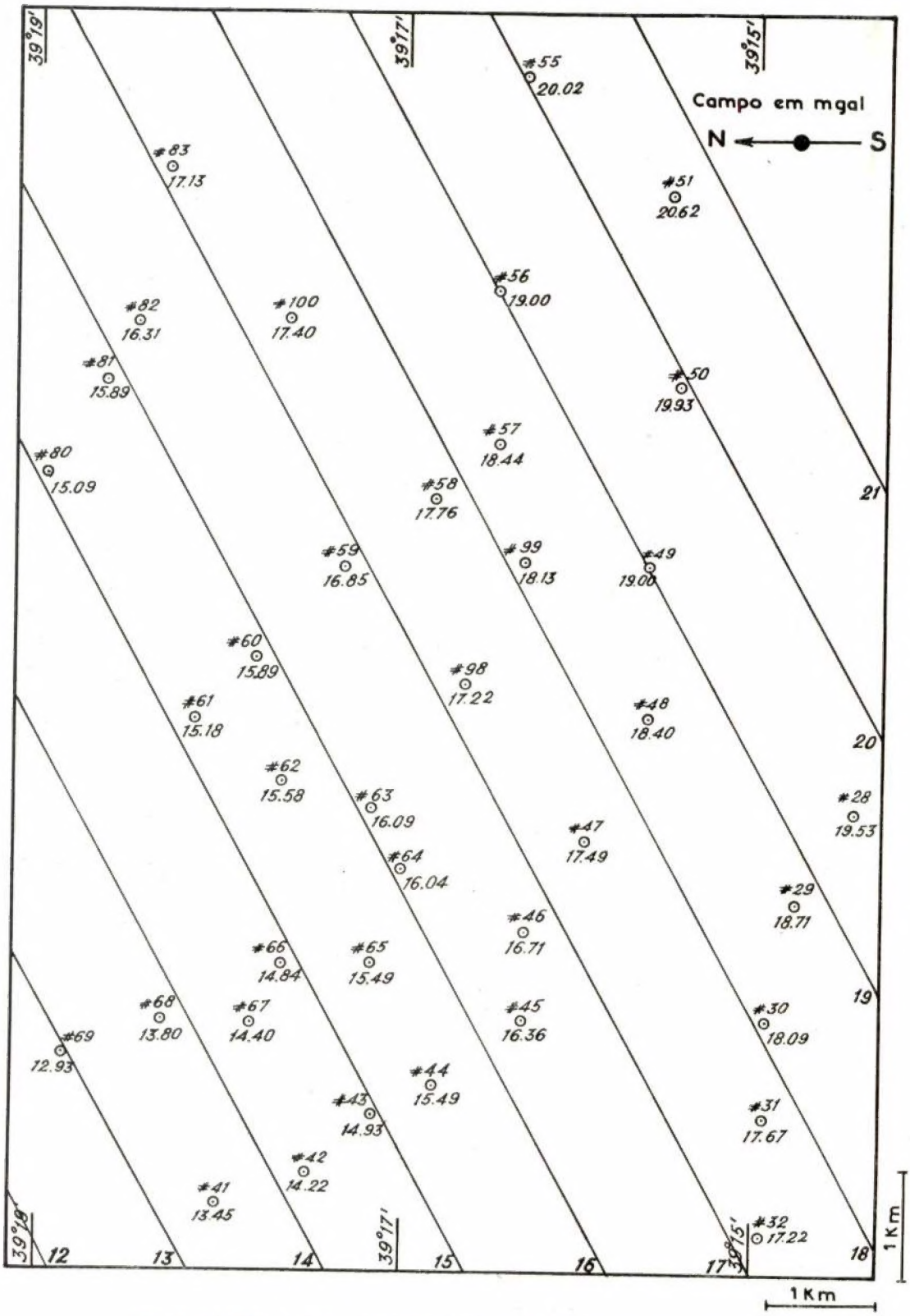


Fig. 18 — Carta do Campo Regional obtida por Interpolação com Polinómios

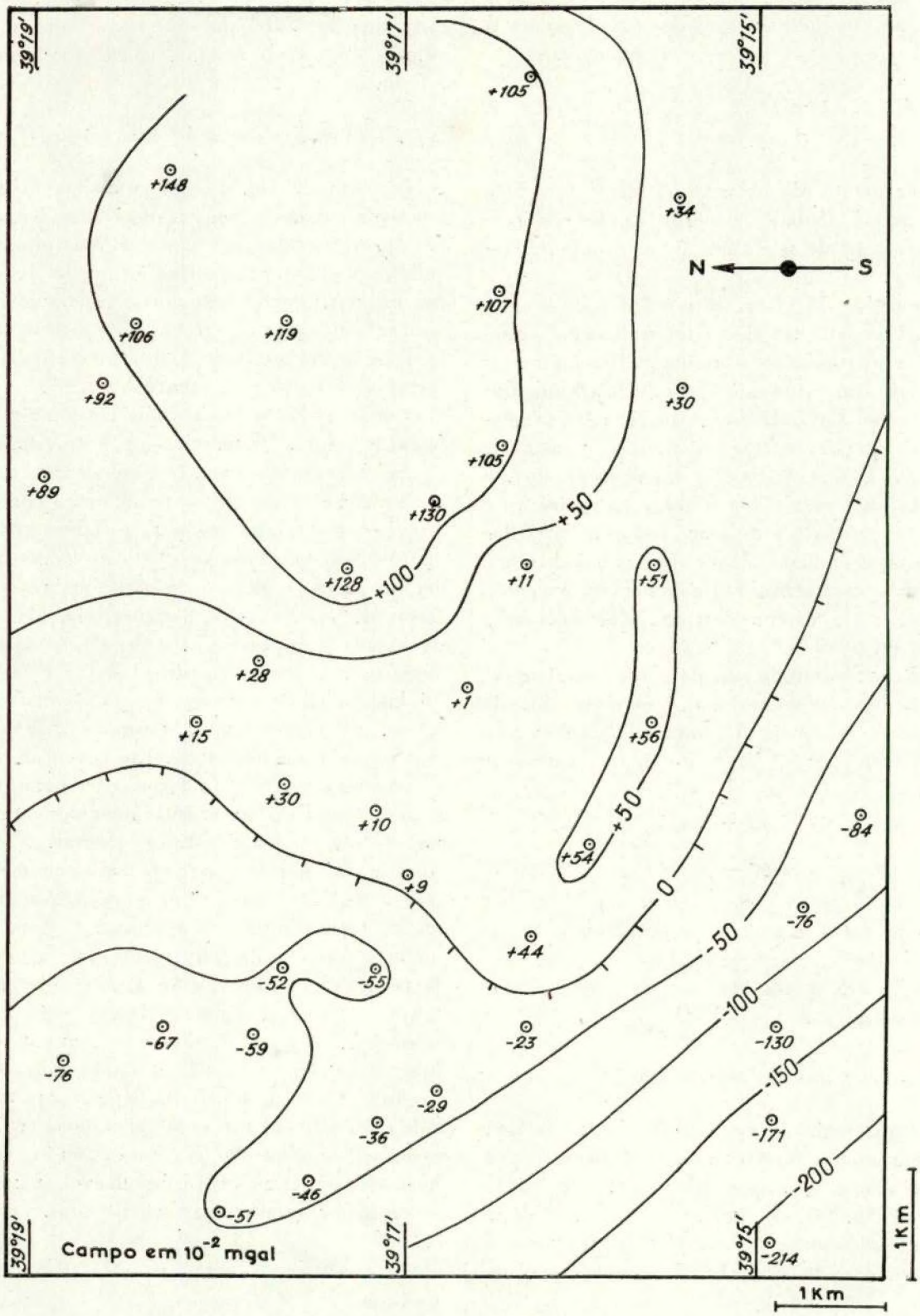


Fig. 19 — Carta do Campo Residual obtida por Interpolação com Polinómios

Houve, por isso, que arbitrar o plano interpolador. Escolhemos o plano paralelo aos dois perfis de Bouguer, interpolados nas direcções t_1 e t_2, e que passasse pelo ponto de anomalia

$$\frac{29{,}61 + 33{,}58}{2} = 31{,}6 \text{ mgal}$$

no cruzamento daquelas duas direcções. Este plano passa abaixo de perfil da anomalia de Bouguer segundo t_2 e acima do mesmo perfil, segundo t_1.

A escolha do plano interpolador do campo regional poderia ter sido feita realizando a operação de interpolação sobre um polinómio inteiro com duas variáveis, o que conduziria a cálculos longos que não quizemos realizar, visto pretendermos apenas ilustrar a matéria exposta no Capítulo I, sem termos a intenção de obter a precisão dos resultados obtidos nos primeiro e segundo processos. Apesar disso, a carta das anomalias residuais a que fomos conduzidos, mantém as características fundamentais do campo residual e do campo derivado dos processos anteriores.

Uma vez admitido aquele plano como representação do campo regional, houve que corrigir os valores regionais da anomalia de Bouguer interpolados por (5-V) e (6-V), que passaram a ser:

$$g_1'' = 21{,}42 + 0{,}4208\ t_1 \qquad (5'\text{-V})$$

$$g_2'' = 14{,}87 + 0{,}7589\ t_2 \qquad (6'\text{-V})$$

E com estas equações se graduou o plano interpolador do campo regional traçando as rectas de nível com a equidistância de 1 mgal, como mostra a Fig. 18.

4.3 — *Construção do Campo Residual*

O campo regional, nas estações dentro da área econòmicamente interessante, foi calculado por interpolação gráfica feita sobre a carta do campo regional (Fig. 18). O campo residual nas mesmas estações calculou-se por simples diferença entre as anomalias de Bouguer já conhecidas, e os valores do campo regional daquele modo obtidos.

A carta do campo residual (Ver Fig. 19) foi elaborada por interpolação gráfica, utilizando os valores do campo residual calculados, como se referiu.

4.4 — *Exame da Carta da Anomalia Residual* (Fig. 19)

Na carta da Fig. 19 as anomalias máximas positivas situam-se nas mesmas duas áreas que nas cartas obtidas pelos outros dois processos, embora a anomalia positiva do poente seja menos extensa. Por consequência, se houvesse que marcar sondagens ou trabalhos mineiros, a sua localização, em resultado da interpretação daquela carta, seria aproximadamente a mesma.

O exame das anomalias negativas mostra diferenças acentuadas em relação às outras duas cartas. Se observarmos a Fig. 18 e atendermos ao que atrás deixamos escrito sobre a forma como interpolamos o campo regional, podemos concluir que o plano escolhido se afasta de forma sensível do campo regional que parece sobressair da carta das anomalias de Bouguer (Fig. 12). Possìvelmente, a utilização, na interpolação, de maior número de pontos nas direcções t_1 e t_2 teria conduzido a campo regional mais satisfatório. A Fig. 13 sugere que o mesmo campo é bem representada por uma superfície pouco abaulada e com raio de curvatura decrescente para ONO, a qual se poderia tentar intorpolar por uma superfície regrada para justificar o emprego generalizado do valor da gravidade dado pelo método gráfico de Nettleton ou pelo método analítico que desenvolvemos no Capítulo I. Cremos que, ainda a forma mais conveniente para a escolha da densidade, será realizar a interpolação do campo regional por um polinómio inteiro de baixo grau a duas variáveis e, segundo duas direcções, calcular (K-B) do modo indicado no Capítulo I (32-I), tomando depois para densidade mais conveniente a correspondente ao (K-B) médio. Este processo é contudo muito trabalhoso e o seu emprego só justificável quando se possa dispor de máquinas calculadoras.

(Continua)

POSTOS DE TRANSFORMAÇÃO BLINDADOS

PARA INTERIOR E EXTERIOR

Posto de transformação de 250 KVA, 6,6 KV, para interior, fornecido para os Serviços Autónomos de Luz e Água de Luanda (LAL)

CONSTRUÍDOS POR:

JAYME DA COSTA, LDA

LISBOA — PORTO — LUANDA

Fornos BIRLEC para tratamentos térmicos de Engrenagens

Operação fácil e eficiente, baixo custo e profundidades de cementação controláveis, são as principais características dos **FORNOS «BIRLEC»** e a razão da preferência que lhes é dada pelas principais indústrias metalomecânicas.

FORNOS ELÉCTRICOS PARA TODOS OS TRATAMENTOS TÉRMICOS INDUSTRIAIS

EXSICADORES "BIRLEC"

BIRLEC BIRLEC **LIMITED**

BIRMINGHAM — Inglaterra

AGENTES:

Ahlers, Lindley, Limitada

Rua Ferregial de Baixo, 33-2.º
LISBOA
Telef. 2 1321/4

Palácio do Atlântico, 408
Praça D. João I
PORTO — Telef. 3 1414/5

C. D. U. 621.396.029.64:621.396.44

Princípios Fundamentais da Técnica das Micro-ondas

Propagação em guias de onda

POR JOÃO FIGANIER

Engenheiro Electrotécnico (I. S. T.)
Bolseiro do I. A. C. — Centro de Estudos de Electrónica da C.E.E.N.

(Conclusão)

7 — Modos totalmente transversais

Modos totalmente transversais, como o nome o indica, serão aqueles em que só existem componentes transversais dos campos e portanto em que as componentes longitudinais são idênticamente nulas em todo o guia.

Neste caso, visto ser $E_z = H_z \equiv 0$, as equações (6.1 — 8) mostram que, para evitar uma solução trivial, deve ser

$$\gamma^2 - \gamma_0^2 = k_c^2 = 0 \qquad (1)$$

Por outro lado, as equações de onda (4 — 1 e 2), atendendo às variações em z e t consideradas (5 — 11), e a (6.1 — 4), vêm

$$\left.\begin{aligned} \nabla_T^2 \overline{E} + (\gamma^2 - \gamma_0^2)\,\overline{E} &= 0 \\ \nabla_T^2 \overline{H} + (\gamma^2 - \gamma_0^2)\,\overline{H} &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Mas por (1) essas equações reduzem-se a

$$\left.\begin{aligned} \nabla_T^2 \overline{E} &= 0 \\ \nabla_T^2 \overline{H} &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

As equações (3) são formalmente idênticas às equações a que devem satisfazer os campos em regime estacionário no interior duma estrutura cilíndrica indefinida segundo o eixo dos z (neste caso também o problema é reduzido a duas dimensões dado que qualquer plano transversal é plano de simetria). Por outro lado, as condições fronteira (condutores perfeitos) $\overline{n} \times \overline{E} = 0$ e $\overline{n} \cdot \overline{H} = 0$ são ainda as mesmas nos dois casos. Portanto, as soluções de (3) nas coordenadas transversais serão perfeitamente idênticas às soluções em regime estacionário que se possam estabelecer no guia; em particular, se no guia não for possível estabelecer um regime estacionário também é impossível propagar nesse guia modos totalmente transversais.

Uma consequência imediata deste último facto é a seguinte: como não é possível estabelecer uma solução estacionária numa região de estrutura simplesmente conexa, conclui-se que os modos totalmente transversais só serão possíveis se a secção do guia não for simplesmente conexa.

Por outro lado, como a distribuição dos campos é a mesma nos dois casos, a distribuição das cargas e das correntes será também a mesma; em especial, para os modos considerados as correntes nos condutores serão totalmente longitudinais (orientadas segundo o eixo dos z).

As condições fronteiras escritas atrás são válidas ùnicamente no caso das paredes do guia serem constituídas por condutores perfeitos ($\sigma = \infty$). Se se levantar um pouco essa restrição já não pode existir no guia um modo de propagação estrictamente transversal. É fácil de ver como aparecem neste caso componentes longitudinais. Efectivamente, sendo os condutores sede de perdas, essas perdas terão de ser compensadas por alguma da energia propagando-se no interior do guia; mas para modos totalmente transversais o vector de Poynting $[\overline{P} = {}^1/_2\,(\overline{E} \times \overline{H}^*)]$ é totalmente longitudinal e portanto a compensação das perdas nos condutores não se pode efectuar. Para que seja possível essa compensação deve existir, na superfície do condutor e normal a ela, uma componente finita (ainda que muito pequena se as perdas forem muito pequenas) de $\overline{P}$ representando a energia que é transferida do interior para as paredes do guia. Essa componente de $\overline{P}$ implica a existência simultânea na superfície do condutor de componentes tangenciais de $\overline{H}$ e de $\overline{E}$ que òbviamente não podem ser colineares e portanto não podem estar ambas totalmente assentes no plano transversal; assim, pelo menos para um dos campos, tem de existir uma componente longitudinal junto à parede do guia. Notando que as correntes são longitudinais para estes modos totalmente transversais e considerando que as perdas nos condutores têm a sua origem na condutividade finita destes últimos,

vê-se imediatamente que a componente longitudinal necessária para compensar as perdas é E_z (Lei de Ohm com σ finito e continuidade da componente tangencial de $\overline{E}$) [1].

Finalmente, para cada geometria de guia existe um único modo de propagação totalmente transversal visto que a solução estacionária é única.

A este modo de propagação costuma dar-se o nome de modo principal ou TEM [2] Ainda que só teòricamente seja possível, visto que os condutores têm sempre alguma resistividade, este modo é muito aproximado na prática com os metais geralmente utilizados em guias e por isso pode ser considerado quando a geometria do guia permite que ele se estabeleça. Por outro lado, o seu estudo tem muito interesse na prática visto que, por ser $k_c = 0$, não há qualquer limite de frequência imposto à sua propagação.

Para estes modos é $\gamma = \gamma_0$
e portanto

$$v_f = v_0 = \lambda_0 f$$
$$v_g = v_0$$
$$v_e = v_0$$

Exemplos de guias em que é possível estabelecer um modo principal são os cabos coaxiais e as linhas bifilares bem conhecidas da prática das telecomunicações. É fácil de ver que pelo estudo destes guias feito pelo método dos parâmetros distribuídos se obtém precisamente o modo principal visto que neste caso as aproximações estacionárias em que o método se baseia são transversalmente válidas e a passagem duma secção para a seguinte é feita por saltos infinitesimais. Note-se que no caso das linhas abertas (linha bifilar, unifilar, etc.) uma das fronteiras é o infinito; mais aí é, por razões físicas, $\overline{E} = \overline{H} = 0$, condições estas que englobam as condições fronteira num condutor perfeito. No entanto, a inclusão do infinito na estrutura transversal dos guias implica que os campos não ficam localizados ùnicamente na região vizinha dos condutores e portanto a linha interferirá com estruturas situadas na sua proximidade; tal não sucede com os guias fechados (cabos coaxiais, guias de micro-ondas).

(1) Considerações perfeitamente análogas são válidas para os outros modos de propagação. Em particular a existência nos modos H duma componente longitudinal da corrente implica a existência duma componente longitudinal de $\overline{E}$ na vizinhança da parede do guia.

(2) Do inglês «Transverse Electric and Magnetic fields».

8 — Obtenção explícita das soluções das equações de onda em E_z e H_z

Nada se disse ainda sobre o processo de obter explìcitamente as funções próprias e os valores próprios das equações (6.3 — 1 e 2) sob as condições fronteira (6.3 — 3).

Em geral essas funções e esses valores são impossíveis de obter analìticamente, tendo-se então que recorrer a métodos numéricos de aproximação dos quais os mais eficazes, tal como o método de Rayley-Ritz, são os que se baseiam na equação variacional já indicada, (6.4 — 3) [1].

Existe no entanto um método analítico — método de separação de variáveis — que para certas geometrias do guia (muito poucas, de resto) permite transformar as equações de onda em equações diferenciais a uma variável cujas soluções podem ser obtidas sob a forma de séries de potências. O método tem aqui interesse porque a maioria dos guias utilizados na prática é de geometria tal que permite a sua aplicação, e por isso vai aqui ser brevemente indicado.

A equação de onda (6.4 — 1), em coordenadas cilíndricas ortogonais quaisquer (q_1, q_2, z) escreve-se

$$\nabla^2_{q_1, q_2} \psi (q_1, q_2) = - k_c^2 \psi (q_1, q_2) \qquad (1)$$

Escolhe-se agora, se a geometria do guia o permitir, o sistema de coordenadas planas em que as fronteiras do guia se reduzem a linhas de equação

$$\left.\begin{aligned} q_1 &= c^{te} \\ q_2 &= c^{te} \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

pondo-se então

$$\psi (q_1, q_2) = Q_1 (q_1) \cdot Q_2 (q_2) \qquad (3)$$

em que Q_1 é só função de q_1 e Q_2 só de q_2.

Deste modo as condições fronteiras (6.3 — 3) podem ser simplesmente substituídas em (3) nas funções unidimensionais Q, dando equações em k_c que permitem obter os valores próprios correspondentes.

(1) Ver, por exemplo, referências [9] ou [13].

O problema é solúvel se agora, ao substituir-se (3) em (1), for possível reordenar a equação diferencial de modo que venha na forma

$$f_1\left(q_1, \frac{dQ_1}{dq_1}, \frac{d^2Q_1}{dq_1^2}\right) = f_2\left(q_2, \frac{dQ_2}{dq_2}, \frac{d^2Q_2}{dq_2^2}, k_c^2\right)$$

e portanto

$$f_1\left(q_1, \frac{dQ_1}{dq_1}, \frac{d^2Q_1}{dq_1^2}\right) = \alpha$$

$$f_2\left(q_2, \frac{dQ_2}{dq_1}, \frac{d^2Q_2}{dq_2^2}, k_c^2\right) = \alpha \qquad \alpha = c^{te} \qquad (4)$$

visto que f_1 só depende de q_1 e f_2 só de q_2 e portanto $\frac{\partial f_1}{\partial q_2} = 0$ e $\frac{\partial f_2}{\partial q_1} = 0$ donde se conclui que f_1 e f_2 são constantes; e se f_1 e f_2 forem da forma

$$\frac{d^2Q}{dq^2} + r(q)\frac{dQ}{dq} + s(q) = 0 \qquad (5)$$

em que r(q) e s(q) são unívocas e têm derivadas de qualquer ordem em q, excepto possìvelmente para certos valores isolados de q (singularidades de 1.ª espécie). Então (5) é sempre solúvel em série de potências inteiras (método de Frobenius), o que permite obter (3) explìcitamente.

Obtido (3 explìcitamente, 3 tipos de condições, a saber:

- condições fronteira (nas linhas de equações (2))
- ψ (E_z ou H_z) unívoco
- ψ não apresentar singularidades no interior do guia

permitem calcular k_c e a constante α introduzida em (4).

A aplicação deste método será vista quando se estudarem exemplos de guias de onda.

9 — Atenuação introduzida por perdas em materiais não perfeitos

9.1 — *Generalidades*

Até agora não foi considerada de modo concreto a atenuação sofrida pelas ondas que se propagam no interior do guia. No entanto, é evidente que, na prática, visto nunca se estar em presença de condutores ou de dieléctricos perfeitos, alguma energia será dissipada ao longo do guia nos materiais que o constituem; como essa energia provém da energia transportada pela onda, resulta uma atenuação progressiva desta última ao longo do guia.

Se a energia dissipada por unidade de comprimento do guia for muito pequena comparada com a energia transportada, num comprimento pequeno de guia pode-se desprezar completamente a atenuação — é o caso de bancadas de medida ou de unidades (emissores, receptores, etc.) dispostos de forma compacta. Mas se o comprimento do guia for grande — por exemplo, linhas de alimentação de antenas, celas para espectroscopia — então a atenuação adquire uma importância que pode ser primordial e é portanto necessário sabê-la calcular para poder proceder à escolha tanto dos materiais como da geometria do guia e modo de propagação que a tornem mínima.

A energia total dissipada num guia pode-se dividir em dois termos: um que represente a energia dissipada nos condutores que formam a estrutura do guia e o outro a energia dissipada no dieléctrico que preenche o guia. O primeiro destes termos provém do facto de que para suportar a distribuição de campos no interior do guia são necessárias correntes que fluam nos condutores; mas como estes não são desprovidos de resistividade, essas correntes provocarão perdas por efeito Joule na massa do condutor. Quanto ao segundo termo, este provém, em geral, de correntes de fuga — que são correntes de condução — na massa do dieléctrico por a sua condutividade não ser nula [1].

Tanto num caso como no outro as perdas são calculadas a partir do conhecimento da distribuição dos campos no guia; mas essa distribuição depende das características reais dos materiais que a constituem. No entanto, já foi visto que, considerando os condutores como perfeitos — o que permitiu introduzir condições fronteira do tipo (6.4 — 2) e desse modo justificar a separação das soluções em modos de propagação —, se obtinham soluções que gozavam da proprie-

(1) Se o dieléctrico é um gás, a sua condutividade é em geral pràticamente nula mas a energia transportada no guia sofre uma atenuação que pode ser mais ou menos intensa se se trabalhar na vizinhança das frequências características do espectro de absorpção das suas moléculas — este facto está na base da espectroscopia em micro-ondas.

dade extremamente interessante de formarem um sistema ortogonal, com as vantagens já mencionadas na altura. Se então se tomarem como base para o cálculo da atenuação (devida a perdas) as distribuições obtidas nas hipóteses acima, não repugna aceitar a ideia, se as atenuações resultantes forem muito pequenas, de que o erro cometido é pequeno, e tanto menor quanto menores forem as atenuações. Isto equivale a substituir a distribuição real dos campos no interior do guia pela distribuição calculada para o caso dos materiais perfeitos, desprezando por completo, mesmo no cálculo das perdas, as perturbações introduzidas por estas. Comparando os resultados obtidos por este processo com resultados experimentais obtidos com os materiais mais geralmente utilizados na construção de guias verifica-se a coincidência duns com os outros, o que justifica plenamente o processo.

9.2 — *Perdas no dieléctrico*

Vai-se em primeiro lugar calcular a atenuação devida às perdas em dieléctricos não perfeitos. Para isso considera-se um guia idealizado em que os condutores são perfeitos e em que portanto a atenuação é devida ùnicamente às perdas no dieléctrico.

Seja então o meio dieléctrico ε_d, μ_d, $\sigma_d \neq 0$.

Para a onda plana uniforme em meio ilimitado a equação (5 — 9) pode-se escrever

$$\gamma_0 = \sqrt{-\omega^2 \varepsilon_d \mu_d \left(1 - j \frac{\sigma_d}{\omega \varepsilon_d}\right)}$$

Se, como se supõe por hipótese, a condutibilidade do dieléctrico é muito pequena à frequência considerada, vem

$$\frac{\sigma_d}{\omega \varepsilon_d} \ll 1 \qquad (1)$$

e portanto

$$\gamma_0 \simeq j\,\omega \sqrt{\varepsilon_d \mu_d} \left[1 - j \frac{1}{2} \frac{\sigma_d}{\omega \varepsilon_d}\right]$$

donde

$$\left.\begin{aligned} \alpha_0 &\simeq \frac{1}{2} \sigma_d \sqrt{\frac{\mu_d}{\varepsilon_d}} && \text{Nepers/m} \\ \beta_0 &\simeq \omega \sqrt{\varepsilon_d \mu_d} = \frac{2\pi}{\lambda_0} && \text{Radianos/m} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Para a onda propagando-se no guia viu-se ser

$$\gamma^2 = k_c^2 + \gamma_0^2$$

em que k_c é real (o que foi demonstrado ùnicamente com a hipótese dos condutores serem perfeitos).

Vem então

$$\left\{\begin{aligned} \alpha^2 - \beta^2 &= k_c^2 + \alpha_0^2 - \beta_0^2 \\ \alpha\beta &= \alpha_0 \beta_0 \end{aligned}\right.$$

donde se obtém

$$\left.\begin{aligned} \alpha^2 &= \frac{(k_c^2 - \beta_0^2) + \alpha_0^2}{2} + \\ &+ \sqrt{\frac{[(k_c^2 - \beta_0^2) + \alpha_0^2]^2}{4} + \alpha_0^2 \beta_0^2} \\ \beta^2 &= -\frac{(k_c^2 - \beta_0^2) + \alpha_0^2}{2} + \\ &+ \sqrt{\frac{[(k_c^2 - \beta_0^2) + \alpha_0^2]^2}{4} + \alpha_0^2 \beta_0^2} \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

em que se escolheu o sinal + para o radical porque (pelo menos na região de propagação) α e β são reais por hipótese.

Para um meio dieléctrico perfeito ($\sigma_d = 0$) é $\alpha_0 = 0$; notando então que

$(k_c^2 - \beta_0^2) < 0$ na região de propagação

$(k_c^2 - \beta_0^2) > 0$ na região de atenuação

(estas regiões foram precisamente definidas neste caso), vem, tal como se viu em 6,

$$\left.\begin{aligned} &\left\{\begin{aligned} \alpha &= 0 \\ \beta^2 &= \beta_0^2 - k_c^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_g}\right)^2 \end{aligned}\right. && \text{na região de propagação} \\ &\text{e ainda} \\ &\left\{\begin{aligned} \alpha &= 0 \\ \beta &= 0 \end{aligned}\right. && \text{no corte (em que } k_c^2 = \beta_0^2) \\ &\left\{\begin{aligned} \alpha^2 &= k_c^2 - \beta_0^2 \\ \beta &= 0 \end{aligned}\right. && \text{na região de atenuação} \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Se o dieléctrico não for perfeito, mas de muito pequenas perdas, isto é, $\sigma_d \neq 0$ mas pequeno, (2) mostra que α_0 é pequeno; então, bem dentro da região de propagação será $|k_c^2 - \beta_0^2| \gg \alpha_0^2$, e β^2 pouco maior que $|k_c^2 - \beta_0^2|$, vindo aproximadamente

$$\alpha^2 \simeq \alpha_0^2 \frac{\beta_0^2}{\beta_0^2 - k_c^2}$$

$$\beta^2 \simeq \beta_0^2 - k_c^2$$

e portanto

$$\left.\begin{aligned} \alpha &\simeq \alpha_0 \frac{\beta_0}{\beta} = \alpha_0 \frac{\lambda_g}{\lambda_0} \\ \beta &\simeq \sqrt{\beta_0^2 - k_c^2} \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Note-se que os valores dados por (5) para α perdem totalmente o seu significado quando $\lambda_0 \rightarrow \lambda_c$ (dariam $\alpha \rightarrow \infty$ o que não é verdadeiro). Este facto resulta da aproximação feita acima já não ser válida perto do corte.

Na região vizinha do corte teórico é

$$k_c^2 \simeq \beta_0^2$$

e portanto

$$\alpha^2 \simeq \frac{\alpha_0^2}{2}\left[1 + \sqrt{1 + 4\left(\frac{\beta_0}{\alpha_0}\right)^2}\right]$$

$$\beta^2 \simeq \frac{\alpha_0^2}{2}\left[-1 + \sqrt{1 + 4\left(\frac{\beta_0}{\alpha_0}\right)^2}\right]$$

Mas, quando as perdas são pequenas, atendendo a (2) e (1) vem

$$\frac{\beta_0}{\alpha_0} = \frac{\omega\sqrt{\varepsilon_d \mu_d}}{\frac{1}{2}\sigma_d\sqrt{\frac{\mu_d}{\varepsilon_d}}} = 2\frac{\omega\,\varepsilon_d}{\sigma_d} \gg 1$$

e portanto

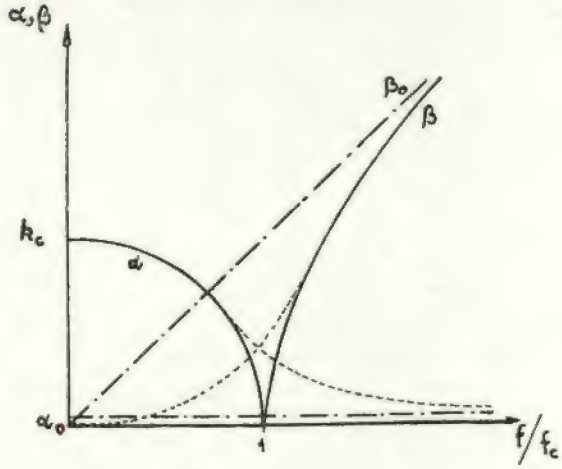
$$\left.\begin{aligned} \alpha &\simeq \alpha_0\sqrt{\frac{2\,\omega\,\varepsilon_d}{\sigma_d}} \\ \beta &\simeq \alpha_0\sqrt{\frac{2\,\omega\,\varepsilon_d}{\sigma_d}} \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Finalmente, bem dentro da região de atenuação, de modo que seja (com pequenas perdas) $(k_c^2 - \beta_0^2) \gg \alpha_0^2$, vem

$$\left.\begin{aligned} \alpha &\simeq \sqrt{k_c^2 - \beta_0^2} \\ \beta &\simeq \alpha_0 \frac{\beta_0}{\sqrt{k_c^2 - \beta_0^2}} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Com as equações (4) a (7) pode-se traçar o gráfico qualitativo que se mostra na fig. 1 — notar que α e β para $\sigma_d \neq 0$ estão fortemente exagerados.

O gráfico mostra que a frequência de corte em presença das perdas já não tem o carácter bem demarcado que teria na ausência daquelas, isto é, já se não tem um corte abrupto. No entanto, as equações (6.6 — 5 a 8), deduzidas nesta última hipótese para a região de propagação, são perfeitamente válidas na prática.



—— α, β para $\sigma_d = 0$

----- α, β para $\sigma_d \neq 0$, mas pequeno

Fig. 1

Note-se que apesar de não ser explìcitamente função da distribuição dos campos no guia a expressão da atenuação (5) só é válida quando se está propagando um único modo, visto que nela intervem λ_g (função do valor próprio k_c).

9.3 — *Perdas nos condutores*

Para calcular essas perdas e a correspondente atenuação por elas introduzida vai-se considerar agora um guia em que o dieléctrico é perfeito e portanto não contribui para a atenuação.

Neste caso a atenuação provém, como já se disse, do facto de que as correntes de condução necessárias para sustentar os campos no interior do guia fluem em condutores cuja resistividade não é nula. Há portanto, como primeiro passo, que calcular essas correntes. Para isso, admite-se que a distribuição dos campos no guia pode ser muito aproximada pela distribuição que resultaria no caso dos condutores serem perfeitos. Então o cálculo das correntes não apresenta qualquer dificuldade: a condição fronteira (para condutores perfeitos)

$$\bar{n} \times \bar{H} = \bar{J}_s$$

dá imediatamente a densidade e a orientação da corrente em cada ponto da superfície do con-

dutor; pela hipótese posta acima, supõe-se que essa mesma corrente é a que percorre os condutores reais (neles distribuída segundo a lei dada pelo estudo do efeito pelicular). Tendo feito essa aproximação, a energia média dissipada por segundo por unidade de comprimento do guia, dada por

$$W_P = \frac{1}{2} \int_L R\,|J|^2\,dl$$

virá:

$$W_P = \frac{1}{2} \int_L R\,|H_t|^2\,dl$$

em que R é a resistência (na frequência de trabalho)apresentada pelos condutores. Se tanto a espessura do condutor como o seu raio de curvatura forem grandes comparados com a profundidade de penetração $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_c \sigma_c}}$ pode-se tomar sem grande erro para R o valor da resistência superficial $R_s = 1/\sigma_c \delta$) dos metais que formam os condutores [1], vindo então

$$W_P = \frac{1}{2} \int_L R_s\,|H_t|^2\,dl$$

Para calcular a atenuação correspondente a estas perdas, basta notar que a energia dissipada por unidade de comprimento do guia será igual à taxa de decréscimo da energia transportada no guia, isso é

$$W_P = -\frac{\partial W_r}{\partial z}$$

Como se supõe aqui que só há perdas nos condutores e admitindo que em presença destas a amplitude dos campos ainda varia com z proporcionalmente a um factor $e^{-\alpha z}$ (este factor traduz o efeito acomulativo das perdas em média constantes ao longo do guia) e portanto $W_r \propto e^{-2\alpha z}$, vem então

$$\alpha = \frac{W_P}{2\,W_r}$$

A energia média transportada por segundo no guia é dada, como já se viu, pela parte real de

$$\frac{1}{2} \int_s \bar{k} \cdot (\bar{E}_r \times \bar{H}_r^*)\,ds$$

[1] Aproximação do bloco semi-infinito, sempre válida na prática em micro-ondas.

Portanto

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{\int_L R_s\,|H_t|^2\,dl}{\int_s \bar{k} \cdot \mathrm{Re}\,[\bar{E} \times \bar{H}^*]\,ds}$$

Esta atenuação só pode ser calculada conhecida a distribuição total dos campos e não a partir das atenuações sofridas por cada um dos modos de propagação que por ventura a componham.

9.4 — *Atenuação total devida a perdas nos condutores e nos dieléctricos*

Neste caso, desde que as atenuações no dieléctrico (σ_d) e no condutor (σ_c) sejam suficientemente pequenas para que o seu produto cruzado seja desprezível em face de qualquer delas, pode-se escrever aproximadamente

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_d$$

9.5 — *Materiais geralmente utilizados em micro-ondas*

Resta finalmente rever os materiais mais geralmente utilizados na construção de guias e dizer alguma coisa sobre a ordem de grandeza das atenuações por eles introduzidas.

Dieléctricos: É sabido que um bom dieléctrico é aquele material em que as correntes de deslocamento (dadas em grandeza por $\omega \varepsilon_z E$) superam de várias ordens de grandeza as correntes de condução (dadas por $\sigma_d E$), isto é, em que [1]

$$\frac{\sigma_d}{\omega \varepsilon_d} \ll 1$$

O diélectrico de longe mais utilizado é o ar cuja condutividade é devida uma ionização remanescente impossível de evitar mas geralmente extremamente pequena; sendo assim pode-se quase sempre desprezar por completo o seu efeito na atenuação da onda propagando-se no guia.

Por vezes, como é o caso dos guias de secção transversal não simplesmente conexa em que a posição relativa dos condutores tem que ser mantida rigidamente, aparece a necessidade de utilizar dieléctricos sólidos, quer dispostos de modo con-

[1] Normalmente as tabelas de características de dieléctricos em vez de $\sigma/\omega\varepsilon$ dão o valor do ângulo de perdas δ (não confundir com a profundidade de penetração nos condutores) dado por $\mathrm{tg}\,\delta = \sigma/\omega\varepsilon$, ou então usam para $\sigma/\omega\varepsilon$ a notação $\varepsilon''/\varepsilon'$ em que $\varepsilon' = \varepsilon/\varepsilon_0$ e $\varepsilon'' = \sigma/\omega\varepsilon_0$.

tínuo, quer em septos espaçados para diminuir a atenuação. Estes dieléctricos sólidos são em geral materiais sintéticos de baixas perdas. No quadro abaixo dão-se algumas das características em várias frequências de quatro dieléctricos sólidos frequentemente utilizados na prática [1].

Material	f = 1 Mc/s		f = 3×10³ Mc/s			f = 10⁴ Mc/s			f = 2,5×10⁴ Mc/s		
	$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}$	$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$	$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}$	$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$	α	$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}$	$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$	α	$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}$	$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$	α
Poliestirene	0,7	2,56	3,3	2,55	0,29	4,3	2,54	1,24	12	2,54	8,69
Polietilene	< 2	2,26	5	2,26	0,41	6	2,26	1,64	—	—	—
Teflon	< 2	2,1	1,5	2,1	0,12	3,7	2,08	0,98	6	2,08	3,93
Titânia	3	100	—	—	—	20	90	34,7	—	—	—

Observações: neste quadro os valores de $\sigma/\omega\varepsilon$ estão multiplicados par 10^4; α está em db/m e foi calculado por (5) na hipótese que $\lambda_g/2\lambda_0 \simeq 1$. Para qualquer destes materiais é $\mu/\mu_0 \simeq 1$.

Do quadro se conclui que para manter baixa a atenuação não se podem utilizar grandes troços de dieléctricos sólidos; daqui a preferência dada em micro-ondas, sobretudo quando a frequência é elevada, aos guias de secção transversal simplesmente conexa (que, caso seja necessário, podem ser mantidos externamente). O último material indicado no quadro (titânia) é uma cerâmica; devido às suas mais elevadas perdas o seu uso é muito mais restrito e só se emprega em casos em que uma alta constante dieléctrica é necessária (por exemplo, em alguns tipos de aceleradores lineares para electrões [2]).

Condutores: A atenuação devida a perdas nos condutores é fixada em ordem de grandeza pela resistência superficial dos metais (R_s). Destes os mais geralmente utilizados na construção de guias são o latão e o cobre; muitas vezes a superfície interior do guia é revestida duma fina camada de prata (depositada em geral por electrólise) com uma espessura algumas vezes maior que a profundidade de penetração (δ), assegurando-se deste modo que o condutor efectivo é a prata.

[1] Referência [3], págs. 301 ff.

[2] Acelerador em 3.000 Mc/s em projecto no Queen Mary College, Londres.

Num segundo quadro [1] indica-se algumas características dos 3 metais mencionados e da solda — que eventualmente participa da propagação, por exemplo em juntas soldadas.

Calculando com estes valores a atenuação introduzida pela condutividade finita dos metais nos modos de mais baixas frequências de corte dos guias com as geometrias mais usuais [2], obtêm-se valores da ordem dos centésimos de db m para frequências da ordem dos milhares de Mc/s. Estes valores da atenuação tendem normalmente a subir com a frequência, não só devido ao aumento progressivo da resistência superficial [3], mas também devido ao aumento da relação perímetro/secção.

Material	σ (mho/m $\times 10^{-7}$)	δ (m$\times 10^{5}$)	R_s ($\Omega \times 10^{7}$)
Prata	6,17	$6{,}4/\sqrt{f}$	$2{,}52\sqrt{f}$
Cobre	5,80	$6{,}6/\sqrt{f}$	$2{,}61\sqrt{f}$
Latão	1,57	$12{,}7/\sqrt{f}$	$5{,}01\sqrt{f}$
Solda	0,71	$18{,}5/\sqrt{f}$	$7{,}73\sqrt{f}$

f em c/s

10 — Exemplos de guias de onda

Como exemplos de guias de onda vão-se estudar sumàriamente quatro dos tipos de guias mais

[1] Referência [6], pág. 240.

[2] Ver, por exemplo, as curvas de atenuação apresentadas adiante (figs. 3 e 6).

[3] Esse aumento é ainda agravado quando as rugosidades inevitáveis das paredes do guia são comparáveis com a profundidade de penetração; daqui a necessidade dum acabamento tanto mais perfeito quanto mais alta for a frequência.

usuais. Para qualquer deles é possível obter explìcitamente as distribuições dos campos.

10.1 — *Guia rectangular* (fig. 2)

Este tipo de guia, no seu modo fundamental (modo que corresponde ao menor valor próprio), é de longe o mais utilizado na prática. A sua

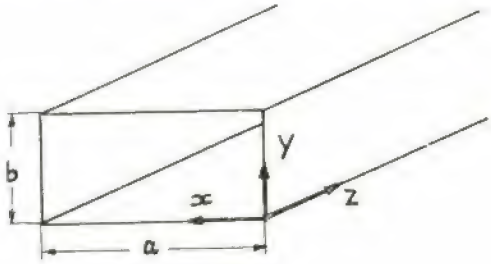


Fig. 2

secção transversal, como o nome o indica, é rectangular.

Vem então:

10.1.1 — Sistema de coordenadas a utilizar: sistema carteziano (x, y e z) em que

$$\nabla_T = \frac{\partial}{\partial x}\,\bar{i} + \frac{\partial}{\partial y}\,\bar{j}$$

$$\nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

10.1.2 — Modo principal: é impossível de se estabelecer.

10.1.3 — Modos E ($H_z = 0$).

— Equação de onda e condições fronteira:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + k_c^2\, E_z = 0$$

$$E^z = 0 \quad \text{em} \quad \begin{matrix} x = 0 & x = a \\ y = 0 & y = b \end{matrix}$$

— Integração da equação de onda:

Pondo

$$E_z = X(x)\; Y(y)$$

vem sucessivamente

$$Y\,\frac{d^2 X}{dx^2} + X\,\frac{d^2 Y}{dy^2} + k_c^2\, X\, Y = 0$$

$$\frac{1}{X}\,\frac{d^2 X}{dx^2} = -\frac{1}{Y}\,\frac{d^2 Y}{dy^2} - k_c^2$$

$$\left\{\begin{aligned} &\frac{1}{X}\,\frac{d^2 X}{dx^2} = -k_x^2 \\ &\frac{1}{Y}\,\frac{d^2 Y}{dy^2} + k_c^2 = +k_x^2 \end{aligned}\right. \qquad (1)$$

A segunda destas últimas equações pode-se escrever ainda

$$\frac{1}{Y}\,\frac{d^2 Y}{d\,y^2} = -\left(k_c^2 - k_x^2\right) = -k_y^2 \qquad (2)$$

com

$$k_c^2 = k_x^2 + k_y^2$$

Integrando as equações (1) e (2) vem respectivamente

$$X = A \text{ sen } k_x x + B \cos k_x x$$

$$Y = C \text{ sen } k_y y + D \cos k_y y$$

e portanto

$$E_z = (A \text{ sen} k_x x + B \cos k_x x)\,(C \text{ sen} k_y y + B \cos k_y y)$$

Aplicando agora as condições fronteira, vem

$$B = D = 0$$

$$k_x\, a = m\,\pi \qquad\qquad k_y\, b = n\,\pi$$

com *m* e *n* inteiros

Vem então:

$$k_x = \frac{m\,\pi}{a} \qquad\qquad k_y = \frac{n\,\pi}{b}$$

$$k_c^2 = \left(\frac{2\,\pi}{\lambda_c}\right)^2 = \left(\frac{m\,\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\,\pi}{b}\right)^2$$

e

$$E_{z_{mn}} = E_0 \text{ sen } \frac{m\,\pi}{a}\,x \text{ sen } \frac{n\,\pi}{b}\,y$$

com $E_0 = A\,B$, dado pela amplitude de excitação.

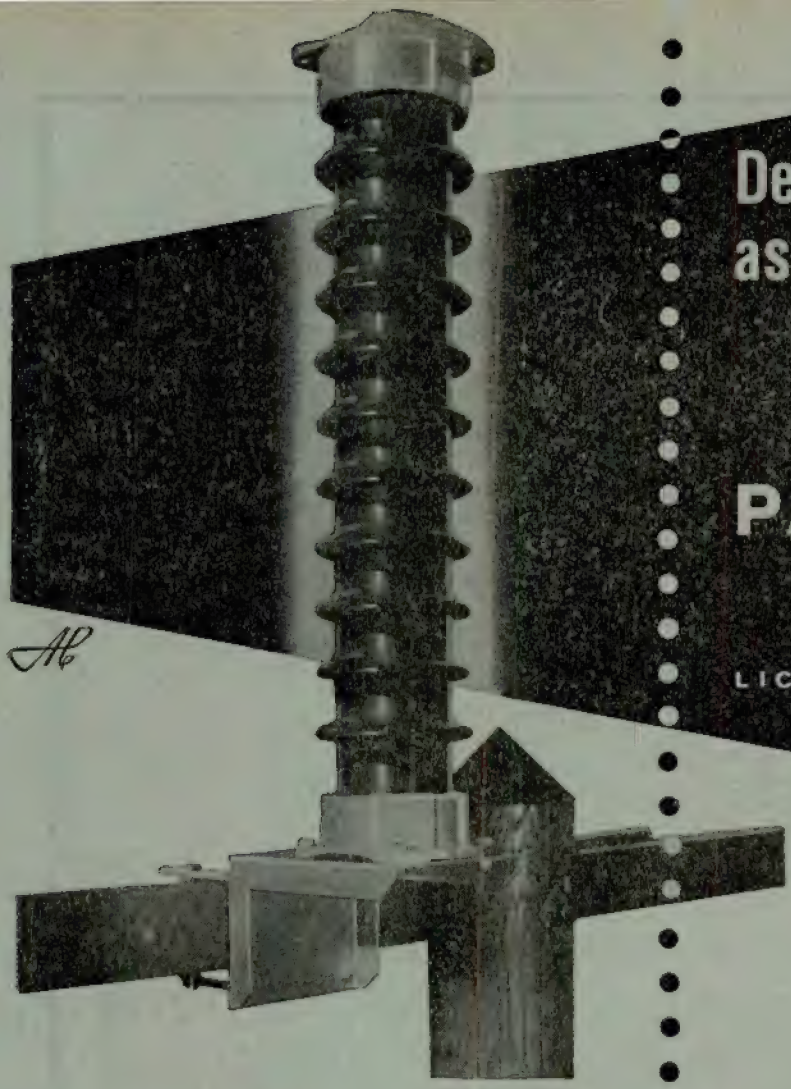
— Notação:

Os valores próprios k_{c_i} são caracterizados por dois parâmetros *m* e *n* e são portanto do tipo $k_{c_{mn}}$.

A $k_{c_{mn}}$ corresponde um modo E_{mn}

m representa o número de variações (ou modos) segundo x

n representa o número de variações (ou nodos) segundo y



Defenda eficazmente as suas instalações

com a protecção que lhes pode ser dada pelos

PÁRA-RAIOS ACEC

LICENÇA WESTINGHOUSE

ACEC CHARLEROI

PRODUTO DA MAIS RECENTE E APERFEIÇOADA TÉCNICA DE FABRICAÇÃO

Tipo AX

Pára-raios de expulsão, destinado à protecção de transformadores de distribuição.

Tensão nominal: 0,75 kV a 15 kV

Tipo ASV

Pára-raios de resistência variável, para instalações de grande importância.

Tensão nominal a partir de 3 kV

Tipos ALV e ALS

Pára-raios de resistência variável, para instalações de média importância.

ALV — Tensão nominal: 3 a 25 kV

ALS — Tensão nominal de 0,15 a 0,75 kV

Tipo ALVS

Pára-raios de resistência variável, para instalações importantes.

Tensão nominal de 20 a 85 kV

FABRICANTES

ACEC — ATELIERS DE CONSTRUCTIONS ÉLECTRIQUES DE CHARLEROI

CHARLEROI · BÉLGICA

REPRESENTANTES GERAIS

INEL - INDÚSTRIAS ELÉCTRICAS ASSOCIADAS

Sede em Lisboa: Rua Rodrigo da Fonseca, 76, 4.º
Telef. 730161/2/3/4/5 — Teleg. INELA-LISBOA
Delegação no Porto: Rua de Santa Catarina, 470
Telef. 28841, 28842 e 28843 — Teleg. INELAPO-PORTO

Após 2 anos de duras experiências de — **Força** — **Resistência** — **Economia** — a acreditada fábrica Britânica **THE ROVER COMPANY LTD.**, lançou no mercado o seu novo motor

«ROVER-DIESEL»

LAND-
-ROVER

Com o motor a gasolina, é como tem sido sempre o carro ligeiro para trabalhos pesados.

Preferido pelas mais categorizadas entidades oficiais e civis.

A MARCA QUE POR PROVAS PRESTADAS ATINGIU O SEU JUSTO LUGAR.

Distribuidores Gerais:

GARAGEM VICTÓRIA

3, Rua Nova de S. Mamede, 9 — LISBOA

Telefones: 68 10 37 — 68 17 47

— Componentes transversais dos campos:

$$E_x = -\frac{k_x}{k_c^2}\gamma E_0 \cos\frac{m\pi}{a}x \operatorname{sen}\frac{n\pi}{b}y$$

$$E_y = -\frac{k_y}{k_c^2}\gamma E_0 \operatorname{sen}\frac{m\pi}{a}x \cos\frac{n\pi}{b}y$$

$$H_x = +\frac{k_y}{k_c^2}\gamma_0 \frac{E_0}{Z_0} \operatorname{sen}\frac{m\pi}{a}x \cos\frac{n\pi}{b}y$$

$$H_y = -\frac{k_x}{k_c^2}\gamma_0 \frac{E_0}{Z_0} \cos\frac{m\pi}{a}x \operatorname{sen}\frac{n\pi}{b}y$$

10.1.4 — Modos H $(E_z \equiv 0)$

— Equação de onda e condições fronteira:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + k_c^2 H_z = 0$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \quad \text{em} \quad x = 0 \quad x = a$$

$$\frac{\partial H_z}{d y} = 0 \quad \text{em} \quad y = 0 \quad y = b$$

— Integração da equação de onda:
Vem tal como para os modos E

$$H_z = (A \operatorname{sen} k_x x + B \cos k_x x)$$
$$(C \operatorname{sen} k_y y + D \cos k_y y)$$

Aplicando as condições fronteiras vem

$$A = C = 0$$

$$k_x = \frac{m\pi}{a} \qquad k_y = \frac{n\pi}{b}$$

$$k_{c_{mn}}^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2$$

$$H_{z_{mn}} = H_0 \cos\frac{m\pi}{a}x \cos\frac{n\pi}{b}y$$

com $H_0 = B\,D$, dado pela amplitude da excitação.

— Notação:

A $k_{c_{mn}}$ corresponde um modo H_{mn}.

— Componentes transversais dos campos:

$$H_x = +\frac{k_y}{k_c^2}\gamma H_0 \operatorname{sen}\frac{m\pi}{a}x \cos\frac{n\pi}{b}y$$

$$H_y = +\frac{k_x}{k_c^2}\gamma H_0 \cos\frac{m\pi}{a}x \operatorname{sen}\frac{n\pi}{b}y$$

$$E_x = +\frac{k_y}{k_c^2}\gamma_0 Z_0 H_0 \cos\frac{m\pi}{a}x \operatorname{sen}\frac{n\pi}{b}y$$

$$E_y = -\frac{k_x}{k_c^2}\gamma_0 Z_0 H_0 \operatorname{sen}\frac{m\pi}{a}x \cos\frac{n\pi}{b}y$$

10.1.5 — Modo fundamental (H_{10})

Trata-se do modo caracterizado pelo menor valor de k_c (supondo $a > b$).

A este modo corresponde uma distribuição extremamente simples.

O modo é caracterizado por não haver variações segundo y, isto é $n = 0$, e uma única variação segundo x, isto é $m = 1$.

Para este modo é portanto:

$$k_{c_{10}}^2 = k_x^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 \quad \text{donde} \quad \lambda_c = 2a$$

e

$$H_{z_{10}} = H_0 \cos\frac{\pi x}{a}$$

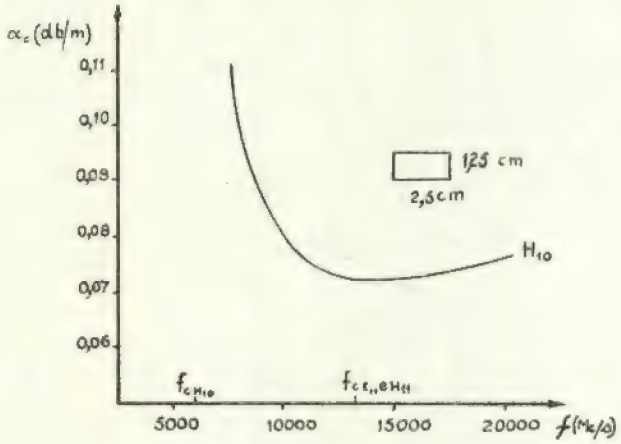
$$E_x = 0$$

$$E_y = -\frac{k_x}{k_c^2}\gamma_0 Z_0 H_0 \operatorname{sen}\frac{\pi x}{a}$$

$$H_x = +\frac{k_y}{k_c^2}\gamma H_0 \operatorname{sen}\frac{\pi x}{a}$$

$$H_y = 0$$

A atenuação devida a perdas no condutor para este modo é representada gràficamente na fig. 3 para um caso particular. Também para



Revestimento de prata

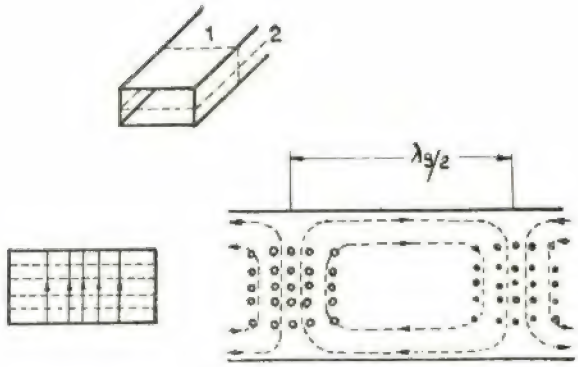
Fig. 3

este modo representa-se na fig. 4 a disposição das linhas de força, dadas com toda a generalidade pelas equações diferenciais

$$\frac{dx}{E_x} = \frac{dy}{E_y} = \frac{dz}{E_z}$$

e

$$\frac{dx}{H_x} = \frac{dy}{H_y} = \frac{dz}{H_z}$$



Corte 1 Corte 2

o dirigido para o observador
• dirigido no sentido oposto
— campo eléctrico
---- campo magnético

Fig. 4

Em geral os guias comercialmente disponíveis utilizados neste modo fazem-se com $a = 2b$.

10.1.6 — Degenerescências :

Há degenerescência quando:

para $a = b$ (secção quadrada) $n = m$

para $a = 2b$ $n = 2m$

em geral

para $a = pb$ $n = pm$

para $b = pa$ $m = pn$

em que p é um inteiro.

10.2 — *Guia circular recto* (fig. 5)

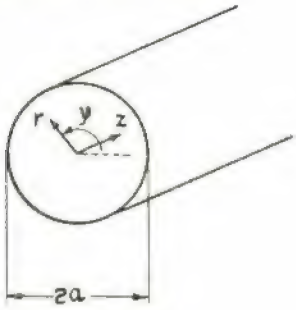


Fig. 5

10.2.1 — Sistema de coordenadas

Agora o sistema de coordenadas mais conveniente é o de coordenadas cilíndricas rectas (r, φ, z) em que

$$\nabla_T = \bar{r}\,\frac{\partial}{\partial r} + \bar{\varphi}\,\frac{1}{r}\,\frac{\partial}{\partial \varphi}$$

$$\nabla_T^2 = \frac{1}{r}\,\frac{\partial}{\partial r}\left(r\,\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\,\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$$

10.2.2 — Modo principal: é impossível de se estabelecer

10.2.3 — Modos E

— Equação de onda e condição fronteira

$$\frac{1}{r}\,\frac{\partial}{\partial r}\left(r\,\frac{\partial E_z}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\,\frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + k_c^2\,E_z = 0$$

$$E_z = 0 \quad \text{em} \quad r = a$$

— Integração da equação de onda.

Pondo

$$E_z = R(r)\,\Phi(\varphi)$$

vem sucessivamente

$$\Phi\,\frac{1}{r}\,\frac{d}{dr}\left(r\,\frac{dR}{dr}\right) + \frac{R}{r^2}\,\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2} + k_c^2\,R\,\Phi = 0$$

$$\frac{1}{\Phi}\,\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2} = -k_c^2\,r^2 - \frac{r}{R}\,\frac{d}{dr}\left(r\,\frac{dR}{dr}\right)$$

$$\frac{1}{\Phi}\,\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2} = -\nu^2 \qquad (1)$$

$$\frac{r}{R}\,\frac{d}{dr}\left(r\,\frac{dR}{dr}\right) + k_c^2\,r^2 = \nu^2 \qquad (2)$$

Integrando (1) vem

$$\Phi = A \operatorname{sen} \nu\varphi + B \cos \nu\varphi$$

A função Φ deve ser unívoca e portanto $\Phi(2\pi) = \Phi(0)$; então

$$\nu = m \qquad \text{inteiro}$$

Também se pode escrever

$$\Phi = A' \operatorname{sen}(m\varphi + \theta)$$

e por escolha conveniente da origem da contagem de φ pode-se pôr $\theta = 0$, vindo

$$\Phi = A' \operatorname{sen} m\varphi$$

A equação (2) pode-se agora escrever

$$\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{r}\,\frac{dR}{dr} + \left(k_c^2 - \frac{m^2}{r^2}\right)R = 0 \qquad (3)$$

cuja solução vem, expressa em funções de Bessel,

$$R = C\,J_m(k_c r) + D\,N_m(k_c r)$$

em que $J_m(k_c r)$ e $N_m(k_c r)$ são as funções de Bessel respectivamente de 1.ª e 2.ª ordem (esta última, função de Newman).

Note-se que $J_{-m}(k_c r)$ não pode ser a 2.ª solução neste caso visto ser m inteiro.

A equação (3) tem uma singularidade de 1.ª espécie em $r = 0$, ponto esse que está incluído na região considerada; este facto obriga a abandonar a 2.ª solução (pondo $D = 0$), vindo finalmente

$$R = C\, J_m\,(k_c r)$$

Portanto

$$E_z = E_0\, J_m\,(k_c r)\ \text{sen}\ m\,\varphi \qquad (4)$$

em que $E_0 = C\,A'$, é dado pela amplitude da excitação.

A aplicação da condição fronteira a (4) dá imediatamente

$$J_m\,(k_c\, a) = 0$$

Seja agora ρ_{mn} a raiz de ordem n de $J_m\,(k_c\, a)$; então

$$k_{c_{mn}} = \frac{\rho_{mn}}{a}$$

— Notação:

A $k_{c_{mn}}$ corresponde um modo E_{mn} em que m representa o número de variações (ou nodos) circularmente e n representa o número de variações (ou nodos) radialmente.

— Componentes transversais dos campos

$$E_r = -\frac{\gamma}{k_c}\, E_0\, J'_m\,(k_c r)\ \text{sen}\ m\,\varphi$$

$$E_\varphi = -\frac{\gamma}{k_c^2}\,\frac{m}{r}\, E_0\, J_m\,(k_c r)\ \cos m\,\varphi$$

$$H_r = +\frac{\gamma_0}{k_c^2}\,\frac{m}{r}\,\frac{E_0}{Z_0}\, J_m\,(k_c r)\ \cos m\,\varphi$$

$$H_\varphi = -\frac{\gamma_0}{k_c}\,\frac{E_0}{Z_0}\, J'_m\,(k_c r)\ \text{sen}\ m\,\varphi$$

em que $J'_m\,(k_c r) = \dfrac{d}{d\,r}\left[J_m\,(k_c r)\right]$

10.2.4 — Modos H

Vem tal como para os modos E

$$H_z = H_0\, J_m\,(k_c r)\ \text{sen}\ m\,\varphi$$

mas agora a nova condição fronteira

$$\frac{\partial H_z}{\partial r} = 0 \qquad \text{em} \qquad r = a$$

implica que

$$J'_m\,(k_c\, a) = 0$$

Sendo ρ'_{mn} a raiz da ordem n de $J'_m\,(k_c\, a)$ vem

$$k_{c_{mn}} = \frac{\rho'_{mn}}{a}$$

A $k_{c_{mn}}$ corresponde um modo H_{mn}

— Componentes transversais dos campos

$$H_r = -\frac{\gamma}{k_c}\, H_0\, J'_m\,(k_c r)\ \text{sen}\ m\,\varphi$$

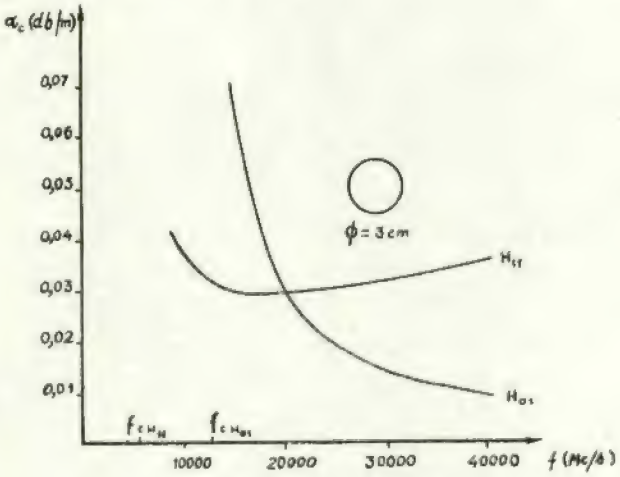
$$H_\varphi = -\frac{\gamma}{k_c^2}\,\frac{m}{r}\, H_0\, J_m\,(k_c r)\ \cos m\,\varphi$$

$$E_r = +\frac{\gamma_0}{k_c^2}\,\frac{m}{r}\, Z_0\, H_0\, J_m\,(k_c r)\ \cos m\,\varphi$$

$$E_\varphi = -\frac{\gamma_0}{k_c}\, Z_0\, H_0\, J'_m\,(k_c r)\ \text{sen}\ m\,\varphi$$

10.2.5 — Atenuação

Na fig. 6 mostram-se as curvas de atenuação para dois dos modos mais usuais em guias circulares rectos.



Revestimento de prata

Fig. 6

10.3 — *Cabo coaxial* (fig. 7)

Este tipo de guia tem muito interesse na prática visto que, além de ser totalmente fechado, é possível propagar nele um modo principal. É portanto utilizável em qualquer frequência sem se ter que ir para dimensões exageradas. Normalmente deseja-se que se propague ùnicamente o modo principal, e do conhecimento dos outros modos de propagação — modos E e H — só inte-

ressa o valor das frequências de corte respectivas a fim de dimensionar o cabo de modo a que se não possam estabelecer.

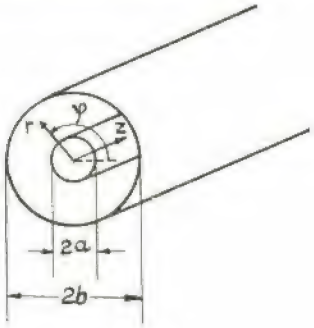


Fig. 7

10.3.1 — Sistema de coordenadas

Tal como para os guias circulares rectos o sistema mais conveniente é o de coordenadas cilíndricas rectas (r, φ, z).

10.3.2 — Modo principal

A solução estacionária é bem conhecida. A única componente de $\overline{H}$ é dada por

$$H_\varphi = \frac{I_0}{2\pi r}$$

e $\overline{E}$ reduz-se a

$$E_r = \frac{I_0}{2\pi r} Z_0$$

em que I_0 é a corrente total fluindo (longitudinalmente) num dos condutores. É evidente que estas expressões, como de resto para as componentes dos campos dos modos já estudados para outras guias, são multiplicadas pelo factor $e^{j\omega t - \gamma z}$.

Este modo é bem conhecido do estudo das linhas de transmissão e por isso não se insiste mais nele aqui.

10.3.3 — Modos E

Tal como se fez para os guias circulares rectos mas com as condições fronteira

$$E_z = 0 \quad \text{para} \quad r = a \quad e \quad r = b$$

vem

$$\Phi = A \text{ sen } m\varphi$$

$$R = B\, J_m (k_c r) + C\, N_m (k_c r)$$

A segunda solução para R é agora válida visto que r = 0 não está contido na domínio dos campos.

Portanto

$$E_z = A \text{ sen } m\varphi\, [B\, J_m (k_c r) + C\, N_m (k_c r)]$$

Pelas condições fronteiras em r = a e r = b vem

$$B\, J_m (k_c a) + C\, N_m (k_c a) = 0$$

e

$$B\, J_m (k_c b) + C\, N_m (k_c b) = 0$$

ou

$$\frac{J_m (k_c a)}{J_m (k_c b)} = \frac{N_m (k_c b)}{N_m (k_c b)} \qquad (1)$$

$k_{c_{mn}}$, a que corresponde o modo E_{mn}, é dado pela raíz de ordem *n* da equação (1).

10.3.4 — Modos H

Vem, de modo perfeitamente análogo, $k_{c_{mn}}$, a que corresponde o modo H_{mn}, dado pela raíz de ordem *n* da equação

$$\frac{J'_m (k_c a)}{J'_m (k_c a)} = \frac{N'_m (k_c b)}{N'_m (k_c b)}$$

em que

$$J'_m = \frac{d}{dr} [J_m (k_c r)] \quad e \quad N'_m = \frac{d}{dr} [N_m (k_c r)]$$

Quando o comprimento de onda diminui, o primeiro modo de propagação que se pode estabelecer é um modo H em que

$$\lambda_c \approx 2\pi \left(\frac{a+b}{2}\right)$$

10.4 — *Guia de planos paralelos* (fig. 8)

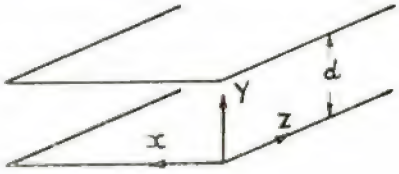


Fig. 8

Neste tipo de guia também se pode propagar um modo principal; este facto, juntamente com a sua larga aplicação em circuitos impressos («strip—lines»), justifica a sua inclusão aqui.

O guia é teòricamente constituído por dois planos paralelos indefinidos; na prática, desde que as dimensões laterais sejam grandes compa-

radas com o afastamento entre os planos, ou que se utilizem planos de guarda ou qualquer outro processo de diminuir os efeitos dos bordos, pelo menos na região central do guia, a distribuição teórica (no modo principal) é muito aproximada.

10.4.1 — Sistema de coordenadas

Coordenadas rectangulares (x, y, z).

10.4.2 — Modo principal

São bem conhecidas as soluções estacionárias para este caso

$$H_y = I_0$$
$$E_x = Z_0 I_0$$
$$E_y = H_x = 0$$

em que I_0 é a corrente fluindo (longitudinalmente) num dos planos por unidade de largura do guia (segundo y).

10.4.3 — Modos E

Vem, tal como para os guias rectangulares (mas sem variações segundo x [1]),

$$E_z = E_0 \text{ sen } \frac{m\pi}{d} y$$

em que tendo aplicado as condições fronteira

$$E_z = 0 \quad \text{em} \quad y = 0 \quad \text{e} \quad y = d$$

é

$$k_c = \frac{m\pi}{d}$$

10.4.4 — Modos H

Anàlogamente

$$H_z = H_0 \text{ sen } \frac{m\pi}{d} y$$

com as condições fronteira

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = 0 \quad \text{em} \quad y = 0 \quad \text{e} \quad y = d$$

e

$$k_c = \frac{m\pi}{d}$$

[1] Neste caso, ao contrário do que sucede por exemplo com a linha bifilar, os campos não são necessàriamente nulos no infinito, mas sim terão um valor finito visto que agora os próprios condutores se estendem transversalmente ao infinito.

BIBLIOGRAFIA

Indicam-se aqui alguns livros onde se tratam os assuntos discutidos neste artigo. Não se pretende de modo algum que esta pequena lista seja exaustiva, ou mesmo especialmente representativa; na realidade incluem-se aqui fundamentalmente aqueles livros que o autor mais tem utilizado, sem prejuízo de muitos outros, tanto em inglês como noutras línguas, e cujo valor é indiscutível.

1 — *Teoria do Electromagnetismo*

[1] Stratton, «Electromagnetic Theory», McGraw Hill, 1941.

[2] Panofsky et Phillips, «Classical Electricity and Magnetism», Adison — Wesley, 1955.

2 — *Propriedades de dieléctricos*

[3] von Hippel et al., «Dielectric Materials and Applications», The Technology Press of M. I. T. e Wiley, 1954.

3 — *Propagação em guias de onda*

[4] Lamont, «Wave-Guides», Methuen, 1950 (3.ª Edição)

[5] Southworth, «Principles and Applications of Waveguide Transmission», van Nostrand, 1950.

[6] Ramo et Whinnery «Fields and Waves in Modern Radio», Wiley, 1953 (2.ª edição).

[7] Slater, «Microwave Electronics», van Nostrand, 1950.

[8] Montgomery et al., «Principles of Microwave Circuits», McGraw Hill, 1948.

4 — *Textos sobre matemática e tabelas de funções*

[9] Page, «Physical Mathematics», van Nostrand, 1955.

[10] Morse et Feshbach, «Methods of Theoretical Physics», Partes I e II, McGraw Hill, 1953.

[11] McLachlan, «Bessel Functions for Engineers», Clarendon Press, 1955 (2.ª Edição).

[12] Ince, «Integration of Ordinary Diferential Equations», Oliver & Boyd, 1956 (6.ª Edição).

[13] Zdeněk Kopal, «Numerical Analysis», Chapman & Hall, 1955.

[14] Jahnke et Emde, «Tables of Functions», Dover, 1945 (4.ª Edição).

APÊNDICE I

Impedância de onda

A impedância de onda da onda plana uniforme em meio (ε, μ, σ) ilimitado é definida por

$$Z_0 = \frac{|E_0|}{|H_0|}$$

Z_0 tem efectivamente as dimensões duma impedância.

Substituindo (5-7) nas equações de Maxwell (5-15) vem imediatamente

$$Z_0 = \frac{j\omega\mu}{\gamma_0} = \frac{\gamma_0}{\sigma + j\omega\varepsilon} = \eta \frac{1}{\sqrt{1 - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}}}$$

em que η é a impedância intrínseca do meio;

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$$

e

$$\eta_0 = 120\,\pi \simeq 377\ \Omega \quad \text{no vácuo.}$$

Em meios dieléctricos de baixas perdas vem

$$Z_0 \simeq \eta \left[1 - \frac{3}{8}\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2 + \frac{1}{2}\, j\, \frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right] \simeq$$

$$\simeq \eta \left[1 + j\,\frac{1}{2}\,\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right]$$

Em meios bons condutores

$$Z_0 \simeq \eta \frac{1}{\sqrt{j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}}} \left[1 + \frac{3}{8}\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2 - j\,\frac{1}{2}\,\frac{\omega\varepsilon}{\sigma}\right]$$

e sendo muito bons condutores

$$Z_0 \simeq (1 + j)\sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}$$

APÊNDICE II

Condições fronteira para modos E e H

Para mostrar que (6.3-3) são as condições fronteira suficientes para as equações (6.3-1 e 2) basta verificar que implicam uma das condições (3 — 6); seja por exemplo a condição $\bar{n} \times \bar{E} = 0$ a escolhida.

Começando por considerar modos E, vem

$$\bar{n} \times \bar{E} = \bar{n} \times (\bar{E}_T + \bar{k}\, E_z)$$

Mas por (6.2-1)

$$\bar{n} \times \bar{E}_T \propto \bar{n} \times \nabla_T E_z$$

Notando agora que na superfície fronteira se pode escrever ∇_T na forma

$$\nabla_T \times \frac{\partial}{\partial n}\,\bar{n} + \frac{\partial}{\partial t}\,\bar{t}$$

vem

$$\bar{n} \times \nabla_T E_z = \bar{n} \times \bar{t}\,\frac{\partial E_z}{\partial t}$$

mas como por hipótese $E_z = 0$ sobre toda a superfície fronteira

$$\bar{n} \times \bar{E}_T = 0 \quad \text{e} \quad \bar{n} \times \bar{k}\, E_z = 0$$

e portanto

$$\bar{n} \times \bar{E} = 0$$

como se queria mostrar.

Para os modos H vem

$$\bar{n} \times \bar{E} = \bar{n} \times \bar{E}_T$$

e por (6.2-2)

$$\bar{n} \times \bar{E}_T \propto \bar{n} \times \bar{k} \times \nabla_T H_z$$

Mas

$$\bar{n} \times \bar{k} \times \nabla_T H_z = \bar{n} \times \bar{k} \times \left(\frac{\partial}{\partial n}\,\bar{n} + \frac{\partial}{\partial t}\,\bar{t}\right) H_z$$

$$= \bar{k}\,\frac{\partial H_z}{\partial n}$$

e como sobre a superfície fronteira é por hipótese $\frac{\partial H_z}{\partial n} = 0$ vem novamente

$$\bar{n} \times \bar{E} = 0$$

ERRATA DO N.º 276

Pág. 121, 2.ª coluna, linhas 8 e 10: em vez de Mc s ler Mc/s

Pág. 127, 2.ª coluna, linha 10: em vez de $\nabla = \nabla^T - \gamma\bar{k}$ ler $\nabla = \nabla_T - \gamma\bar{k}$

Pág. 129, 2.ª coluna, linha 8: em vez de ψ ler ψ_i

Pág. 131, 2.ª coluna, linhas 9 e 18: em vez de $\bar{H}_{T_2}$ ler $\bar{H}^*_{T_2}$

Pág. 132, 2.ª coluna, linhas 31 e 33: em vez de v ler v_0

PROFESSOR PARDAL MONTEIRO

Morreu o arquitecto Pardal Monteiro poucos dias depois do 37.º aniversário da sua entrada para o corpo docente do nosso Instituto.

Fiz parte do primeiro curso que frequentou as suas aulas. Tinham sido criadas, por uma reforma então publicada, as cadeiras de Arquitectura e de Desenho Arquitectónico, sendo a regência das mesmas confiada ao Professor, infelizmente também já falecido, Álvaro Machado e nomeado seu assistente o então jovem arquitecto Porfírio Pardal Monteiro. Tive ocasião, já nesta altura, de apreciar as qualidades de dedicação pelo ensino e de interesse pelos seus alunos que o caracterizavam e que manteve até ao fim da sua carreira.

Tive a honra de assinar, em 1942, juntamente com o meu velho mestre e amigo Eduardo Vilaça, também já desaparecido deste Mundo, e o Engenheiro Cid Perestrello a proposta para a nomeação para Professor do Instituto do Arquitecto Pardal Monteiro. Do relatório dessa proposta, aprovada unânimemente pelo Conselho Escolar, constam as razões que nos levaram a apresentá-la e ela bem demonstra a consideração que pelo proposto todos nós tínhamos.

Depois disso muitos cursos na nossa Escola tiveram ocasião de apreciar não só as suas excepcionais competência e qualidades de trabalho mas também os dotes de inteligência e de trato que o caracterizavam e transformavam cada aluno num amigo. Deixa o Professor Pardal Monteiro um vácuo no Instituto difícil de preencher.

Na vida profissional marcou um lugar de destaque, as muitas obras que deixou bem o atestam, mas não é só pelo número e pelas qualidades destas que se pode avaliar o seu mérito. Só se poderia fazer uma ideia completa do que foi a sua actividade e do que ela representou, fazendo a história da construção em Portugal nos últimos trinta anos, o que não é oportuno neste momento. Quero apenas lembrar que entre uma época em que quase nada se fazia, porque a situação do País mais não permitia, e a época febril de realizações que se lhe seguia houve um período transitório em que um grupo de arquitectos firmou o exercício da sua profissão em Portugal. Muito devem os novos arquitectos, que não conheceram já esses tempos, a esse grupo de valorosos colegas, entre os quais marcou uma posição de destaque Pardal Monteiro pela maneira enérgica como sempre defendeu a posição dos arquitectos e soube impor os seus direitos. A consideração que os colegas por ele tinham ficou bem patente com o facto de o terem feito presidente do seu Sindicato, de enquanto não foi provida definitivamente a vaga de Professor de Arquitectura da Escola de Belas Artes, o terem encarregue da regência dessa cadeira e de por várias vezes lhe terem conferido o Prémio Valmor.

Não vou enumerar as obras em todos os géneros: escolas, igrejas, hotéis, estabelecimentos industriais, habitações que deixou espalhadas por todo o País, mas não quero deixar de focar uma faceta da sua vida que para nós engenheiros tem o seu interesse. Pardal Monteiro foi sempre um defensor da colaboração entre arquitectos e engenheiros, trabalhando em conjunto e cada um nas suas especialidades, para o melhor resultado final. Pode-se discordar de alguns detalhes das suas opiniões, mas o princípio estava certo e isto representa qualquer coisa de notável, especialmente na altura em que reinava uma grande confusão nas atribuições duns e doutros.

PROF. BELARD DA FONSECA
Director do I. S. T.

DO MUNDO TÉCNICO

REVISTA DAS REVISTAS

C. D. U. 621.74.845

Fundição de precisão Sulzer

Dum modo geral, a fundição de precisão é indicada para o fabrico em série de peças de configuração complicada e portanto de fácil produção só por fundição, bem como de peças metálicas dum material difícil de trabalhar e que se podem fundir de modo a ficarem prontas a montar, sem mais trabalhos ou apenas com muito pouco trabalho de acabamento.

O assunto que se segue diz respeito a um dos processos empregados na fundição de precisão Sulzer.

Processo de extracção do modelo por fusão

O modelo da peça fabricado em cera ou resina sintética serve de molde, sendo a sua extracção da moldação, obtida por fusão. Estes modelos obtêm-se á custa de coquilhas de metal maleável ou de moldes de aço para fundição injectada.

As coquilhas de metal maleável (Fig 1) são obtidas a partir de um modelo positivo, o chamado modelo

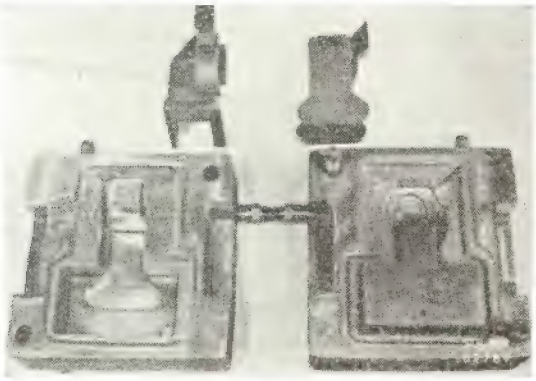
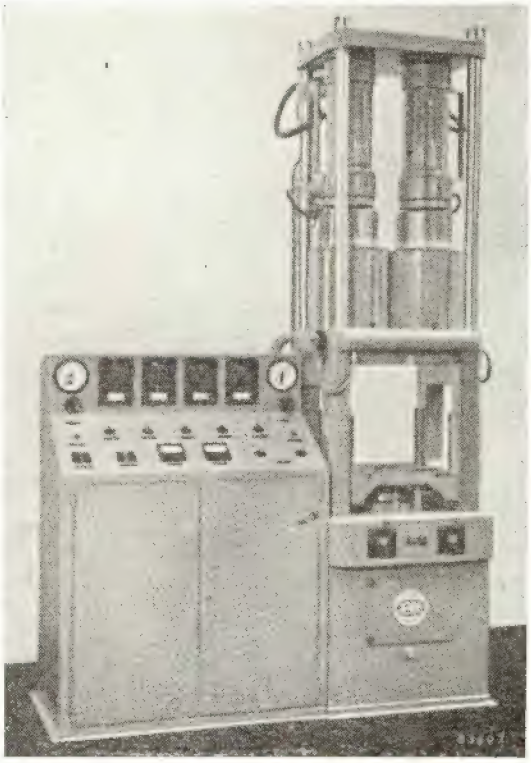


Fig. 1

original que é embutido sob pressão, num metal relativamente maleável, por exemplo uma liga de bismuto-estanho ou ainda por fusão dessa liga sob pressão, sobre o modelo. Obtemos deste modo duas peças correspondentes às duas metades do modelo, que constituem em conjunto, a ferramenta onde se prensam os modelos em cera.

Têm as coquilhas a desvantagem de apenas servirem para fundição injectada com cera, que como se sabe se deforma ou fractura quando existem paredes finas ou partes volumosas.

Os modelos de resina sintética, muito mais exactos e mais sólidos, impõem no entanto, para a sua produção, moldes de aço para fundição injectada (Fig. 2).



Prensa para formar os modelos de cera

São feitos segundo desenho e causam por isso custos muito mais elevados do que as coquilhas.

Quando os modelos, segundo o género da matriz e o tamanho da peça, são obtidos quer isoladamente ou em filas inteiras, agrupam-se com os necessários jitos de modo a formarem um conjunto em forma duma árvore ou cacho (Fig. 3 .

Caso a matriz se torne demasiado complicada ou demasiado dispendiosa, decompõe-se o modelo em duas ou mais partes que se fundem separadamente e se agrupam posteriormente (Fig. 4).

Os moldes pera a fundição pròpriamente dita recebem em seguida por imersão uma camada, de 0,5 a 1 mm de espessura, dum fino material refractário. Depois de seco este revestimento, colocam-se os modelos numa placa de base crivada, metendo por cima deles um cilindro de chapa que se veda na placa por meio de cera. Dentro do recipiente assim formado,

é práctica!
é única!!
é formica!!!

F — 571

Agora sou um médico feliz!

Mandei instalar FORMICA e o meu consultório ficou completamente diferente. A higiene é impecável, o aspecto alegre e atraente, dispõe bem os meus clientes.

E a FORMICA genuina dura toda a vida.

É sempre melhor comprar o melhor!

FORMICA REGD.
MATERIAL DE REVESTIMENTO

COMO OBTER FORMICA...

Consulte o seu Arquitecto ou Decorador, ou peça o folheto ao:

CENTRO DE COOPERAÇÃO TÉCNICA S.A.R.L. Rua D. João V, 2 - LISBOA - Telf 68 00 07

SOMANOR — Sociedade de Materiais Eléctricos do Norte, Lda. — Praça Carlos Alberto, 128-A — PORTO

ARMAZÉNS DO ARNADO, L.DA — Largo do Arnado, 5 e 7 — COIMBRA

Verifique o nome de FORMICA em cada chapa

ACABA DE SAIR

Manual de Hidráulica Geral

Síntese teórica

Tabelas e Ábacos

Formulário poliglota

Pelo Eng.º Armando Lencastre

Chefe da Secção de Hidráulica do I. N. E. C.

Assistente do I. S. T.

CONTÉM:

1 — Constantes físicas. Parâmetros adimensionais. Conversão de unidades

2 — Princípios gerais da Hidráulica

3 — Hidrostática

4 — Escoamentos em pressão

5 — Escoamentos em superfície livre. Regime uniforme

6 — Escoamentos em superfície livre. Regime permanente

7 — Escoamentos por orifícios

8 — Escoamentos por descarregadores

9 — Medidas hidráulicas

10 — Bombas.

EDIÇÃO DA «TÉCNICA»

PREÇO 150$00

Desconto 10 % aos assinantes

Fig. 2

deita-se então a massa de enchimento, preparada com aglutinante para formar uma massa líquida espessa, compactada em mesas vibrantes (Fig. 5). O referido revestimento substitui, por assim dizer, a areia mais

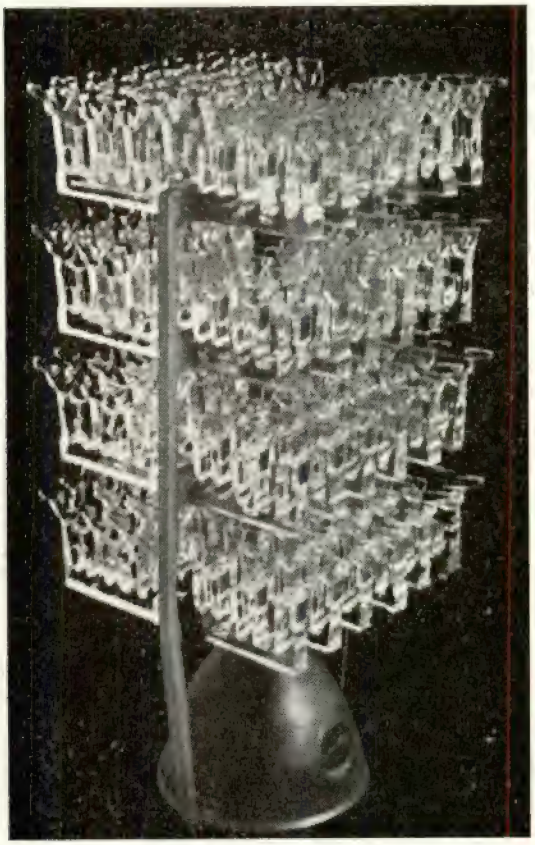


Fig. 3

fina na fundição convencional, ao passo que a massa de enchimento que suporta o revestimento depois da extracção do molde, tem a função da areia de enchimento.

A moldação é depois seca dentro dum forno adequado, pelo que o material que ao mesmo tempo é fundido escorre pelo funil dos jitos de modo que se forma no interior uma cavidade de contornos correspondentes aos jitos e à forma da peça.

Fig. 4

A fundição pròpriamente dita faz-se — conforme o perfil, o material e o peso das peças — quer estàticamente, quer em máquinas de fundição centrífuga, ou ainda dentro das moldações individuais, em pequenos

Fig. 5

fornos basculantes que servem ao mesmo tempo de aparelho para a fusão e a fundição.

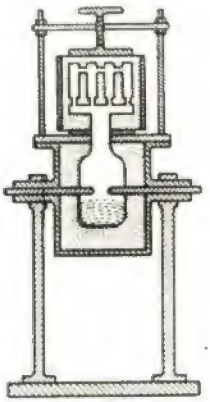
As máquinas de fundição centrífuga possuem mesas giratórias, nas quais as moldações ficam dispostas em sentido radial. O metal em fusão é impelido pela força

centrífuga através de um jito central (Fig. 6). Conforme o número de rotações podem alcançar-se pressões de fundição bastante elevadas, o que permite trabalhar com jitos menores do que no processo estático.

Segundo o fim de emprego e as exigências, procede-se depois da desmoldação a um tratamento térmico, seguido dum exame a raios X, e de ensaios de resistência, bem como dum controle final quanto à exactidão das dimensões e a eventuais defeitos superficiais.

As características para o processo de fundição de precisão são portanto a possibilidade de fundir numa só peça as mais complicadas peças que de outra

Forno basculante



Máquina de fundição centrífuga

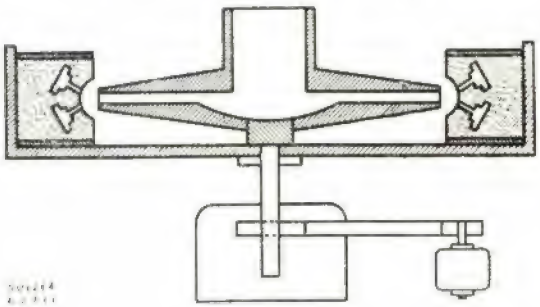


Fig. 6

maneira só se poderiam executar por operações de intensivo trabalho, tais como soldadura, aterraxamento, rebitagem, etc.

Metais empregados

Os metais empregados abrangem todas as ligas usuais de ferro e aço, bem como aço carbónico não ligado, aços cementados e revenidos de pouca liga, aços de alta liga e ligas inoxidáveis, resistentes à corrosão e ao calor, mas também ferro coado cinzento e metais não férreos. Materiais difícilmente trabalháveis por exemplo, estelita aços para ferramentas, ligas duras de 60 a 65 R_c em estado fundido — ou aços altamente resistentes ao calor e ligas não férreas, são particularmente adequados para a fundição de precisão visto que, neste caso, o acabamento por corte é difícil e às vezes mesmo impossível.

Tamanho das peças e seu peso

A peça mais pequena até agora fabricada por este processo de fundição pesou apenas meio grama, e a maior de um peso líquido de 20 kg, foi fabricada por meio de modelos compostos, pois um só modelo da peça teria sido excessivamente pesado e difícil de manejar, e teria imposto o emprego de prensas de injecção correspondentemente maiores. O tamanho máximo das peças a fabricar econòmicamente está em cerca de 200 a 100 mm; nos corpos de rotação (por exemplo turbo-rotores), já se alcançaram actualmente diâmetros de 500 a 600 mm.

Espessuras de parede

São possíveis espessuras de parede até um mínimo de 0,8 mm, na condição de a parte delgada não ser excessivamente extensa. Podem produzir-se por fundição bordos normais com aresta impecável, de ângulos não demasiado agudos.

Em partes com perfil aguçado como são as pás para turbinas, a espessura do bordo não convém ser inferior a 0,25 até 0,5 mm.

Ponto de vista económico

Vejamos, a título de exemplo, o caso duma peça constituinte de um variador de número de rotações, cuja comparação de preços entre a execução por fundição e a fabricação mecânica resultou consideràvelmente a favor do processo de fundição de precisão.

Série de 250 peças trabalhadas directamente da barra, incluindo o material e custos de ferramentas	Frs. s. 31.90
Peça fabricada por fundição de precisão	Frs. s. 4.60
Trabalho adicional.	Frs. s. 8.75
Amortização dos custos das ferramentas para 250 peças	Frs. s. 7.35
Total	Frs. s. 20.70
Economia conseguida pela fundição de precisão	Frs. s. 11.20

BIBLIOTECA
FICHEIRO

Classificadores responsáveis:

José Fernando Pinharanda, Alexandre Gomes Cerveira, Carlos Ramalho Carlos, Alberto Esteves Guerra e Arménio de Oliveira Faria

---

Recortar as indicações bibliográficas que formam uma ficha e estão encimadas por CDU (Classificação Decimal Universal).

Colar cada referência num pequeno rectângulo de cartolina de 75 × 125 mm.

Ordenar pelos índices decimais, *começando da esquerda para a direita,* independentemente do número de algarismos que o índice contiver, e respeitando a seguinte regra de arrumação dos sinais auxiliares:

+ / n.os simples : [ ] = (01/09) (1/9) (=) " "A/Z — .0 .00

Consultar, em casos duvidosos, a exemplificação inserida na «Técnica» n.º 218 e seguintes, ou recorrer à Biblioteca da A. E. I. S. T.

Notar que a inserção das fichas nesta publicação respeita a ordem correcta, no intuito de a esclarecer o mais possível.

A comodidade de possuir no próprio local de trabalho um arquivo ordenado e de fácil consulta sobre assuntos que se sabe onde existem, é uma das evidentes vantagens de um ficheiro classificado segundo a CDU

Os assuntos de que estas fichas são referência ficam patentes à consulta a partir desta data.

LIVROS

C. D. U. 55 (469) (016)

Geologia de Portugal — Ensaio Bibliográfico — *Luís de Menezes Acciainoli.*

D. G. Minas e Serviços Geológicos, 1957, vol. 1 págs. 508.

Esta obra tem como principal objectivo dar-nos o repositório do que se tem escrito em Portugal ou sobre Portugal desde a criação dos Serviços Geológicos até hoje.

Rodaram 100 anos sobre o decreto real que criou a Comissão dos Trabalhos Geológicos do Reino. É, sem dúvida, muito útil e agradável a vinda a lume deste Ensaio Bibliográfico. Útil na medida que pode dar aos estudiosos uma maior facilidade de obtenção de dados bibliográficos, permitindo-lhes uma mais rápida procura de obras que possam interessar à consecução dos seus trabalhos científicos ou técnicos, enfim, mais simplesmente é um valioso auxiliar duma biblioteca, quer geral, quer da especialidade.

Agradável porque nos dá uma ideia do que tem sido o trabalho desta última centúria. O trabalho dos pioneiros da Geologia em Portugal sabemo-lo nós, os que estamos ligados a este ramo do saber, no entanto, ao folhearmos este livro temos a imagem viva das conquistas que a Ciência tem vindo a fazer, bem como do nome dos seus autores.

O Ensaio é precedido dum prefácio, em português e francês, em que o A. historia os 100 anos dos Serviços Geológicos.

Nele, gisa, também, o plano da obra que deve constar de 2 volumes. Nesta altura temos presente, o 1.º volume.

No plano gisado pelo A. são consideradas 5 divisões, dentro de cada uma delas, é seguida a ordem alfabética e cronológica por autores. É absolutamente defensável o critério seguido pelo autor — primeiro assuntos seguidamente, e dentro deles, autores.

É muito útil a extensão que se faz ao Ultramar Português, pois nos dá uma melhor visão do trabalho e evolução das Ciências Geológicas.

C. D. U. 621.039

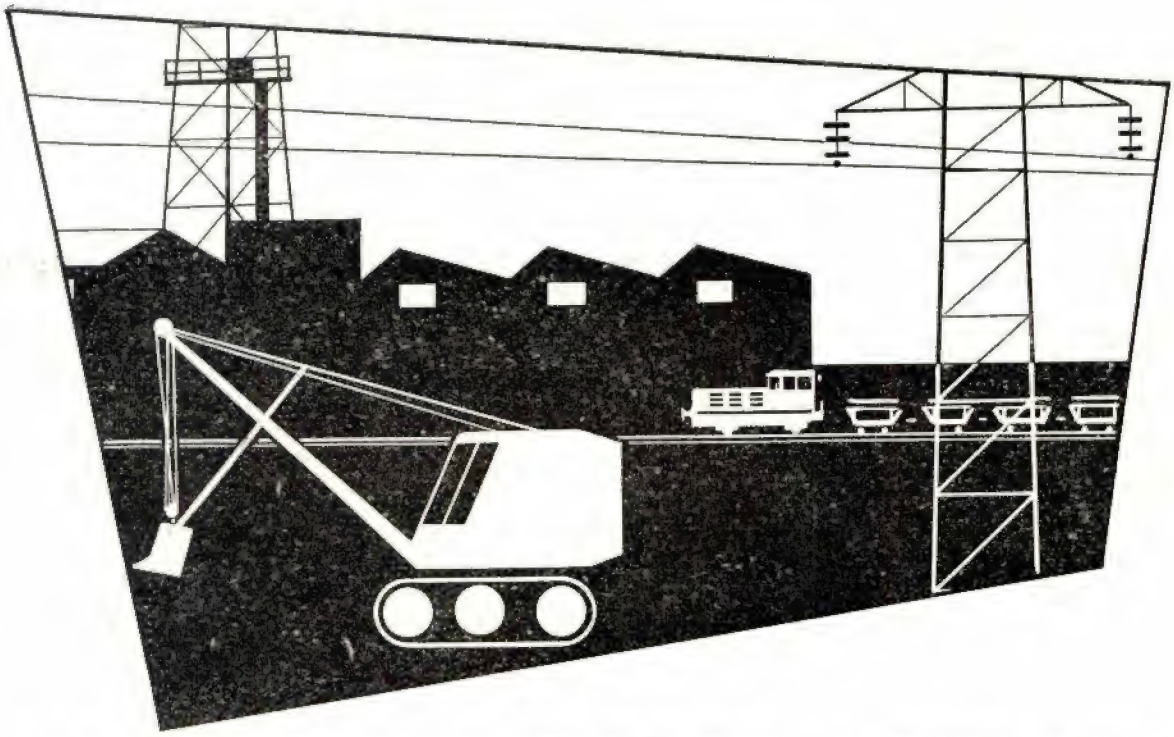
Les Centrales Nucléaires — ? — *Chambadal.*

Armand Colin, Paris, 224 págs, 11 × 16, 41 figs — 300 frs.

Editada por Armand Colin (Paris), recebemos esta obra que constitui uma excelente introdução aos métodos de produção de energia eléctrica em centrais nucleares.

O autor dedica especial atenção à transformação parcial da energia nuclear em energia mecânica eléctrica. Passa em revista, sucessivamente, as diferentes concepções de centrais nucleares, classificando-as segundo a natureza do pluido motor, que pode ser vapor de água ou um gaz. Na primeira categoria ainda aprofunda mais a classificação, quanto ao modo de produção do vapor. Cada um dos tipos de central mencionado é estudado e ilustrado com um ou mais exemplos.

Bom aspecto gráfico.



MERCEDES-BENZ

MOTORES INDUSTRIAIS DIESEL

MOTORES PARA TODAS AS APLICAÇÕES INDUSTRIAIS
FAMOSOS EM TODO O MUNDO PELA SUA GRANDE ROBUSTÊS, ECONOMIA
DE CONSUMO E FACILIDADE DE MANUTENÇÃO
MODELOS DESDE 15 A 2.500 H. P.

EM ARMAZÉM:

MODELO M B 841 B	25 H. P. — 1.000 R. P. M.
MODELO M 202 B	55 H. P. — 1.200 R. P. M.
MODELO M 203 B	90 H. P. — 1.200 R. P. M.
MODELO M 204 B	120 H. P. — 1.200 R. P. M.

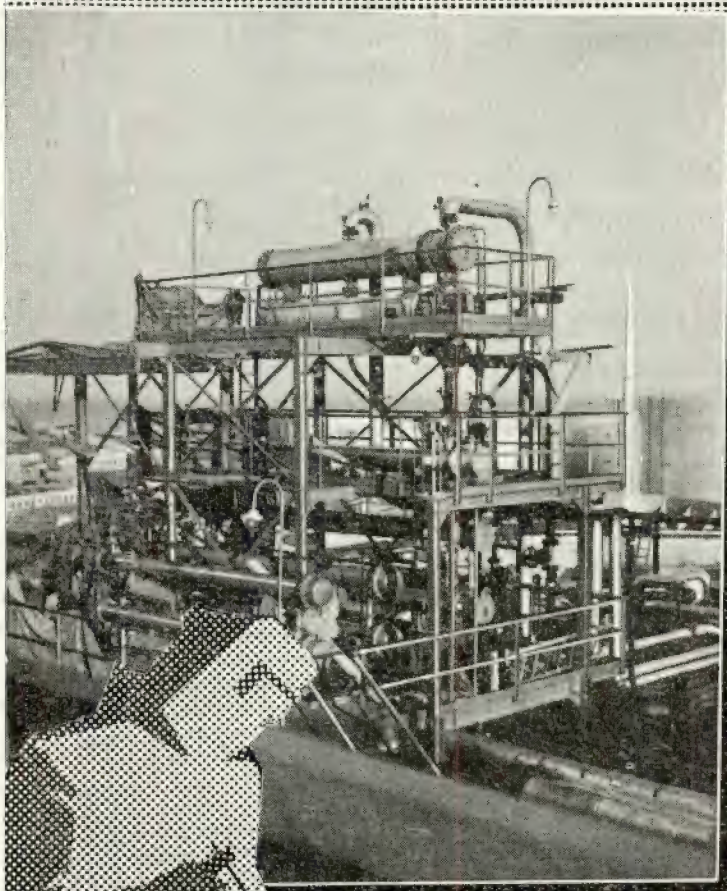
OUTROS MODELOS PARA ENTREGA MUITO RÁPIDA

MOTORES A 4 TEMPOS - ARREFECIMENTO POR ÁGUA
ARRANQUE A AR COMPRIMIDO OU ELÉCTRICO

REPRESENTANTES C. SANTOS LDA. — DIVISÃO MARÍTIMA E TÉCNICA

29, AV. DA LIBERDADE, 41 — LISBOA
160, R. DE S.TA CATARINA, 168 — PORTO

FÁBRICA METALURGICA E CONSTRUTORA
CARAVELA, L.DA



CONSTRUÇÃO E SERRALHARIA CIVIL • ESTRUTURAS METÁLICAS
PONTES E POSTES METÁLICOS • CAIXILHARIA E PORTÕES
PONTES ROLANTES • SERRALHARIA ARTÍSTICA • CALDEIRARIA
SOLDADURA ELÉCTRICA • GALVANOPLASTIA • RADIADORES

CARAVELA L.DA

AV. INFANTE D. HENRIQUE — TALHÃO 10
TELEFONES 399008 — 399480
CABO RUIVO — LISBOA PORTUGAL

LIVROS

C. D. U. 331

Studi sul lavoro — *Vários.*
Instituto di Studi sul Lavoro, 1957, vol. 1, págs. 272.

C. D. U. 331.1

Les relations humaines dans l'industrie — *Vários.*
O. E. C. E. (Paris), 1956, vol. 1, págs. 260.

C. D. U. 53:008

A evolução da física — *Albert Einstein.*
Livros do Brasil, 1957, vol. 1, págs. 220.

C. D. U. 629.19

O voo no espaço cósmico — *A. Sternfeld.*
Europa-América, 1957, vol. 1, págs. 153.

ARTIGOS DE REVISTAS

C. D. U. 336.126

Alguns aspectos do problema das finanças locais portuguesas — *Antônio Rodrigues de Oliveira.*
Rev. de Economia, 6-957, vol. 10, n.º 2, pág. 69-72.

C. D. U. 336.2 027

A classificação orçamental dos Impostos do ponto de vista da Contabilidade Nacional — *José Silva Falcão.*
Rev. de Economia, 6-957, vol. 10, n.º 2, pág. 72-74.

C. D. U. 338.984

Observações acerca do «Central Planning Bureau» holandês — *A. Costa Leal.*
Rev. de Economia, 6-957, vol. 10, n.º 2, pág. 74-78.

C. D. U. 371

Le probleme de l'instruction à l'ere actuelle de la technique.
Bulletin Technique de la Suisse Romande, 20-8-957, n.º 15.
Bulletin S. I. A., n.º 13, pág. 1.

C. D. U. 518.3:621.314.2

Tablas de redes y de escalas para determinar la variacion de la tension en los transformadores — *Wilhelm Thiessen.*
La AEG al día, 1955, n.º 1, pág. 1 a 6.

C. D. U. 519.2:539.4

Emploi de la théorie des probabilités aux calculs de résistance de construction — *Lévi (R.).*
Bulletin du Congrès de Chemins de fer, n.º 9, 9-957, pág. 697.

C. D. U. 532.595

O cálculo dos golpes de ariete nos condutos de recalque — *F. Duc.*
Rev. do Departamento de Águas e Esgotos, 9-956, n.º 28, pág. 81-90.

C. D. U. 537.226:537.228.1:621.319.4.002.2

Materiales ferroeléctricos y su empleo en la construccion de condensadores — *Josef-Richard Parth.*
La AEG al día, 1955, n.º 1, pág. 30 a 35.

C. D. U. 535.2:541 — 13

Sources de rayonnements pour applications radio chimiques — *N. Felici.*
Industries des Plastiques Modernes, Set.-Out., 1957, vol. 9, n.º 8, pág. 39.

C. D. U. 539.3

Teoremas gerais: Clapeyron, Betts, Castigliano — *Sidney dos Santos.*
Engenharia Arquitetura, 1-5-956, n.º 3, pág. 21-37.

C. D. U. 539.4.011.2.001.5:624.012.4

L'equation limite de la flexion du beton armé à faible pourcentage d'armature — *Otello Magini.*
Béton Armé, 5-957, n.º 5, pág. 19-23.
Artigo traduzido de «Atti dell' Instituto di Scienza delle Crutruzioni», n.º 43.

C. D. U. 539.4.014:624.012.4

L'influence du fluage sur les tensions de cisaillement dans les dispositifs composites en béton armé — *Ruhle.*
Béton Armé, 5-957, n.º 5, pág. 24-28.
Artigo traduzido de «Bauplanug Bautechnik», 2-957.

C. D. U. 543.6:546.791 (469)

Quelques aspects du traitment chimique des minerais d'uranium Portugais — *F. Videira, P. Marrecas Ferreira et S. D. Almeida.*
Junta de Energia Nuclear, 1957, vol. 1, pág. 10.

C. D. U. 545.81:546.791

Étude d'une méthode rapide de dosage de l'uranium — *A. Herculano de Carvalho et F. Marques Videira.*
Junta de Energia Nuclear, 1957, vol. 1, pág. 13.

C. D. U. 550.8:622.192

Mission d'exploration geólogique et minière d'une région forestière inhabitée du Gabon (A. F. F.) — *J. Gérard.*
Chr. Mines d'Outre Mer et de la Rech. Min., 5-957, vol. 25, n.º 251, pág. 151-162.

C. D. U. 551.49.08

La captacion de capas acuiferas. Pozos horizontales o pozos verticales? — *Francisco Zapata Tejedor.*
Rev. de Obras Públicas, 7-957, n.º 2907, pág. 362-369.

C. D. U. 620.196.2:621.313.322-046

An interesting case of stress corrosion — *O. Lissner.*
ASEA Journal, 1957, vol. 30, n.º 5, pág. 85-92.

A resposta aos vossos problemas . . .

Sempre que haja necessidade de materiais capazes de resistir a variações extremas de temperatura, à corrosão, à oxidação ou a esforços mecânicos, uma das ligas "Wiggin" de alto teor de niquel poderá, provavelmente, resolver as suas dificuldades. No nosso Boletim *Wiggin Nickel Alloys* são publicados artigos ilustrados descrevendo a forma como tais problemas estão a ser resolvidos em todos os ramos da indústria . . . e talvez o seu seja um deles. O Boletim *Wiggin Nickel Alloys* é fornecido gratuitamente a todos os interessados, e, a seu pedido, teremos muito prazer em lhe enviar um exemplar.

HENRY WIGGIN AND COMPANY LIMITED

BIRMINGHAM - INGLATERRA

Representantes em Portugal: **AHLERS, LINDLEY, LIMITADA**
Rua do Ferregial de Baixo, 33-2º- LISBOA, C. Telef. 21321/4
Palacio do Atlântico, 408 Praça D. João I, PORTO. Telef. 31414/5

MONEL*

NIQUEL

INCONEL*

SÉRIE NILO

SÉRIE BRIGHTRAY*

FERRY*

CORRONEL * B

LIGAS MANGONIC

METAIS TERMO-ELECTRICOS

OUTRAS LIGAS DE NIQUEL

**Marca Registada*

HENRY WIGGIN

w/ro/1

C. D. U. 620.174 : 666.1/2

Bursting Strength of glass discs tests at atmospheric and elevated temperatures — *P. L. Thorpe and D. Dawson.*
Engineering, 8-11-957, vol. 184, n.º 4783, pág. 591-593.

C. D. U. 620.178.4 : 31.001.4

Time saving in statistical fatigue experiments — *N. T. Bloomer.*
Engineering, 8-11-957, vol. 184, n.º 4783, pág. 603.

C. D. U. 621.039 : 629.135

Ground Run.
Engineering, 8-11-957, vol. 184, n.º 4783, pág. 604-605.
De Atomic Review.

C. D. U. 621.311.17.002 : 621.311.22 (43-221)

Ampliacion de la central Termica Hastedt, de la Central Urbana de le Electricidad. S. A., de Bremen — *Hans — Hermann Loy.*
La AEG al día, 1955, n.º 1, pág. 7 a 29.

C. D. U. 621.311.22 (489)

La centrale thermique d'Esbjerg dans l'Ouest du Danemark — *Heimann, K.*
Rev. Brown Boveri, t. 43 (1956), n.º 10, pág. 412 a 416

C. D. U. 621.311.23

Electrical Equipment of Diesel Power Stations — *Max Schulze.*
Siemens Review, 10-957, vol. 24, n.º 4, pág. 136-139.

C. D. U. 621.311.25 : 621.039 : 536

Problèmes thermiques des centrales atomiques (II) — *Lundgren, C.-E., et C. Seippel.*
Rev. Brown Boveri, t. 43 (1956), n.º 12, pág. 515 a 525.

C. D. U. 621.311.28

Two New Generating Sets — *Wilhelm Peters.*
Siemens Review, 10 957, vol. 24, n.º 4, pág. 133-135

C. D. U. 621.311.28 : 621.438 (72)

Mise en service de centrales mobiles à turbine à gaz au Mexique — *Lerch, E., et J. Gutiérrez M.*
Rev. Brown Boveri, t. 43 (1926), n.º 10, pág. 407 a 411.

C. D. U. 621.312.003

Bases para o estabelecimento de um sistema tarifário de vinda de energia eléctrica em alta tensão — *Paulo de Barros.*
Separata dos n.ºs 1 e 2 da Electricidade, vol. 1.

C. D. U. 621.313.322 — 82 (62)

Les alternateurs de la centrale d'Assouan sur le Nil — *Leupin, G.*
Rev. Brown Boveri, t. 43 (1956), n.º 12, pág. 533 a 541.

C. D. U. 621.313.325 : 621.311.21 (494

Compensateur synchrone de 30 Mvar installé à la centrale de Gœsgen (Suisse) — *Fehlmann, H.*
Rev. Brown Boveri, t. 43, (1956), n.º 12, pág. 542 a 549.

C. D. U. 621.771.2 : 621.313.36 : 621.313.333.07

Groupes Scherbius pour laminoirs obliques et laminoirs à pas de pélerin.
Rev. Brown Boveri, 11-956, n.º 11 pág. 506-511

C. D. U. 621.771.2 : 621.34

L'alimentation des moteurs de laminoirs réversibles par des groupes convertisseurs ou des mutateurs.
Rev. Brown Boveri, 11-956, n.º 11 pág. 476-486.

C. D. U. 621.771.2 : 621.34

Equipements d'entrainement individuels à vitesse réglable pour trains continus.
Rev. Brown Boveri, 11-956, n.º 11, pág. 487-494.

C. D. U. 621.771.2 : 621.34 : 621 — 53

Les problémes de réglage dans las laminoirs à froid pour feuillards et larges bandes.
Rev. Brown Boveri, 11-956, n.º 11, pág. 495-505.

C. D. U. 621.771.2 : 621.34 [621.314.65]

Quelques considérations sur l'utilisation des mutateurs pour les laminoirs à chaud.
Rev. Brown Boveri, 11-956, n.º 11, pág. 452-467.

C. D. U. 622.192 : 550.8

Mission d'exploration géologique et minière d'une région forestière inhabitée du Gabon (A. E. F.) — *J. Gerard.*
Chr. Min. Out-Mer et Rech. Min., 5-957, vol. 251, pág. 151-162.

C. D. U. 624.6 (43)

Le nouveau pont sur le Main près de Stockstade — *K. Nettelbeck.*
Bulletin du Congrès des Chemins de fer, n.º 3, 3-957, pág. 195.

C. D. U. 624.6 — 072

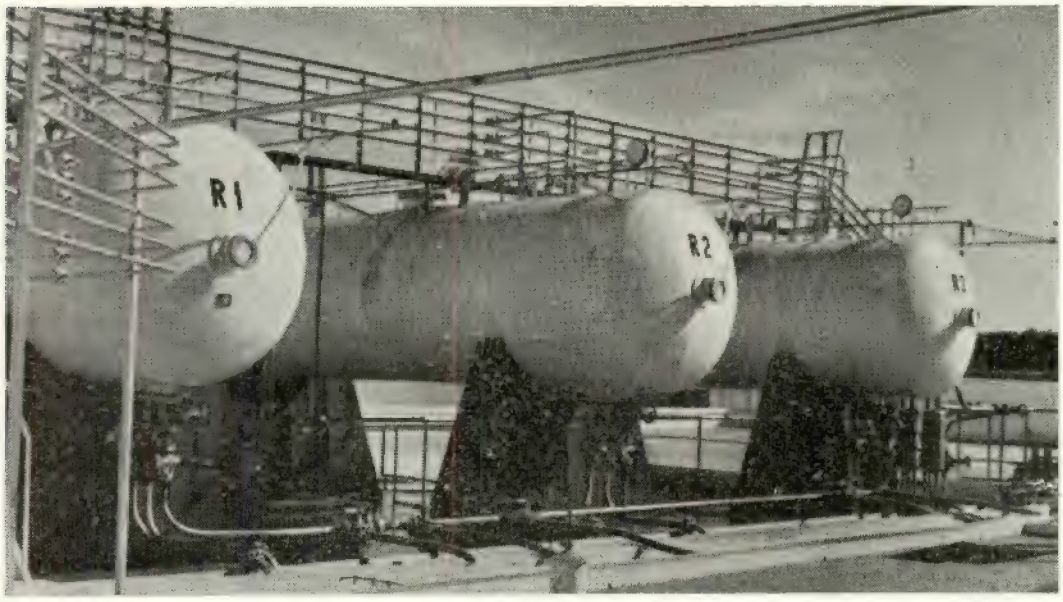
Le calcul à la rupture des ponts à voûte minée et à tablier de rigidité — *Adriano Galli* e *Vincenzo Franciosi.*
Béton Armé, 3-957, n.º 3, pág. 2-8.
Artigo traduzido do «Giornale de Génio Civile» de Novembro de 1955.

C. D. U. 624.63 (493)

L'evolution des ponts metalliques en Belgique au cours des 25 dernieres annés — *Willems e Fouguies.*
Acier Stahl Steel, 6-957, n.º 9, pág. 243-256.
33 fotografias.

VALENTINE

ACABAMENTOS INDUSTRIAIS



Reservatórios da CIDLA/SACAVÉM

Uma boa aplicação do esmalte VALENITE

Para primários, aparelhos, tintas especiais, esmaltes, e todos os acabamentos, consulte sempre a VALENTINE

LISBOA
Máquinas e Tintas, L.da
Rua do Alecrim, 49
Tel. 36 81 81/82

PORTO
Soc. Valentine Portuguesa, S.A.R.L.
Rua do Bolhão, 200
Tel. 2 63 44

C. D. U. 624.63 (52)

Le pont sur les gorges de l'Inoura (Japon) — *E. Murakami.*

Acier Stahl Steel, 2-957, n.º 2, pág. 78-82.

C. D. U. 625.1/6 (44)

As estradas de ferro na França — *M. A. Fioc.*

Revista do Club de Engenharia, 5-957, n.º 249, pág. 67-82.

Várias fotografias.

C. D. U. 625.112 (675)

Passage de l'écartement métrique à la jauge anglaise de la voie ferrée de Kindu (Port-Empain) à Albertville (Congo Belge) — *Ripert (L.).*

Bulletin du Congrès des Chemins de fer, n.º 4, 4-957, pág. 278.

C. D. U. 625.23

Contribution à l'évaluation du confort des véhicules ferroviaires en marche — *Sperling (E.) & Betzhold (Ch.).*

Bulletin du Congrès des Chemins de fer, n.º 5, 5-957, pág. 394.

C. D. U. 625.23 (44)

La Société Nationale des Chemins de Fer Français commande des voitures allongées — *Bruhat (L.).*

Bulletin du Congrés des Chemins de fer, n.º 4, 5-957, pág. 309.

C. D. U. 625.232 (73)

Voiture allégée Budd de longueur normale et d'un poids de 595 livres (269 kg) par place offerte.

Bulletin du Congrès des Chemins de fer, n.º 3, 3-957, pág. 237.

C. D. U. 625.233

Le remplacement de la dynamo d'éclairage des trains par un alternateur. — *Meyer (E.).*

Bulletin du Congrès des Chemins de fer, n.º 4, 4-957, pág. 255.

C. D. U. 625.25

Le frein à disque.

Bulletin du Congrès des Chemins de fer, n.º 4, 4-957, pág. 288.

C. D. U. 625.251

L'évolution récente des robinets de mécanicien — *Nievergelt (A.).*

Bulletin du Congrès des Chemins de fer, n.º 8, 8-957, pág. 617.

C. D. U. 627.826 : 620.92

Aprovechamiento hidroeléctrico del rio Navia.

Informes de la Construcción, 2-957, n.º 88, pág. 531-22.

C. D. U. 628.16 : 663.631

Técnicas modernas no processo de filtração rápida das águas de abastecimento — *Azevedo Netto.*

Revista do Departamento de Águas e Esgotos, 9-956, n.º 28, pág. 35-42.

C. D. U. 628.22

A associação das caixas de areia com as calhas de Parshall em tratamento de esgotos — *Dias de Moraes.*

Revista do Departamento de Águas e Esgotos, 9-956, n.º 28, pág. 43-62.

C. D. U. 663.631

Alcalinidade e dureza das águas naturais — Processos de redução de dureza — *Estanislau Blumberg* e *Azevedo Netto.*

Revista do Departamento de Águas e Esgotos, 9-956, n.º 28, pág. 63-79.

C. D. U. 663.631 : 628.16

Técnicas modernas no processo de filtração rápida das águas de abastecimento — *Azevedo Netto.*

Revista do Departamento de Águas e Esgotos, 9-956, n.º 28, pág. 35-42.

C. D. U. 678.057.72

Les plaques Brandenburger.

Industrie des Plastiques Modernes, Set.-Out., 1957, vol. 9, n.º 8, pág. 28.

C. D. U. 678.057.74 — 3

Dessin des canaux et des entrées d'injection.

Industrie des Plastiques Modernes, Set-Out., 1957, vol. 9, n.º 8, pág. 29.

C. D. U. 678.06 : 37.005

Plastiques pour l'enseignement.

Industrie de Plastiques Modernes, 6-957, vol. 9, n.º 6, pág. 13.

C. D. U. 678.06 : 69

Les plastiques dans la maison d'aujourd' hui et de demain — *M. Dubois e ontros.*

Industrie des Plastiques Modernes, 6-957, vol. 9, n.º 6, pág. 18.

C. D. U. 678.073 — 1

Thermodurcissables et Thermoplastiques — II Fluidité, III Moulage pour injection pour norque. La qualité des Thermoplastiques — *M. Chatain.*

Industrie des Plastiques Modernes, Set.-Out., 1957, vol. 9, n.º 8, pág. 56.

C. D. U. 678.675

Isopolyamides, Interpolyamides — *Jean Hacquard.*

Industrie des Plastiques Modernes, Set.-Out., 1957, vol. 9, n.º 8, pág. 43.

C. D. U. 678.675.027 : 621.01

Précision des pièces moulées em polyamide pour la construction mécanique (Cas particulier du Rilsau).

Industrie des Plastiques Modernes, 6-957, vol. 9, n.º 6, pág. 29.

C. D. U. 678.699.182

Polymérisation du 3,3 bis (Fluoro-Méthyl) Oxétano — *Y. Etienne.*

Industrie des Plastiques Modernes, 6-957, vol. 9, n.º 6, pág. 37.

ATLANTIC
UMA TINTA
PARA CADA FIM
FABRICA LUSITANA
DE TINTAS E VERNIZES
LIMITADA
FUNDADA EM 1917

C. D. U. 725.4 : 624.059 25

Reconstruction du bâtiment de la «Gazet van Antwerpen» — *Franz Zens.*

Acier Stahl Steel, 1-957, n.° 1, pág. 35.

C. D. U. 725.73 : 930 26 : 937

Balneários Romanos. Plano e técnica de construção — *Q. V. Ferreira.*

Rev. do Sind. Nac. dos Eng. Auxiliares, A. T. E. C., 4-956, vol. 11, n.° 2, pág. 4-13.

C. D. U. 725.824 (44)

Le cinéma «Wepler-Pathé» à Paris — *V. Scob.*

Acier Stahl Steel, 11-956, n.° 11, pág. 449.

C. D. U. 725.826

Plaza de toros en Toulouse — *Jean Bareto.*

Informes de la Construccion, 3-957, n.° 89.

C. D. U. 725.826 : 624.074.2

La coupole métallique du Colisée de Charlotte (U. S. A.)

Acier Stahl Steer, 11-956, n.° 3, pág. 437.

C. D. U. 725.85

Palacio Municipal de Deportes — *Seteras Mauri* e *Garcia Barbón.*

Informes de la Construccion, 12-56, n.° 86, pág. 150-4.

C. D. U. 725.85 : 694.631

The right floor for gymnasiums

Building Materials-Floors, 8-56, vol. 16, n.° 8, pág. 57.

C. D. U. 725.91 : 624.072.324

Construction d'nn grand hall des Expositions à Dijon — *P. Peissi.*

Acier Stahl Steel, 5-57, n.° 5, pág. 193-199.

C. D. U. 727.1

Grupo escolar, en Ginebra — *G. Brera* e *Paul Waltenspuhl.*

Informes de la Construccion, 11-956, n.° 85, 141-18.

C. D. U. 727.1

Grupo escolar Sarcelles — *Robert Causelot* e *Bernard Laffaille.*

Informes de la Construccion, 11-56, n.° 85, pág. 141-38.

C. D. U. 727.4

Colégio Técnico de Willesden — *C. G. Stillman, D. R. Ducan* e *S. W. Paterson.*

Informes de la Construccion, 11-56, n.° 85, pág. 141-39.

C. D. U. 727.8

Biblioteca de la Universidad de Sarrebruck — *R. Döcker.*

Informes de la Construccion, 11-56, n.° 85, pág. 142-12.

C. D. U. 727.9

Le petit séminaire des Péres Blancs à Bonnelles (France) *Louis, Luc* et *Sainsaulien.*

Acier Stahl Steel, 4-57, n.° 4, pág. 177-181.

C. D. U. 728 : 69.002.2

Fabrication industrielle de huit logements par jour dans la region parisiene — *Carnus.*

Annales de l'Institut Tecnique du Bâtiment e T. P. 5-56, n.° 101, pág. 427-454.

C. D. U. 728.2 : 69.002

La cité Bournazel de Casablanca. Étude et réalisation d'nn ensemble de 1700 logements — *Durand, R. et Lions, P.*

Annales de l'Institut Technique du Bâtiment, 1-57, n.° 109, pág. 1-31.

C. D. U. 728.2

Apartamentos en la planta desván de la Pedrera — *Barba Corsini.*

Informes de la Construccion, 3-57, n.° 89.

C. D. U. 728.2

Edificio F. O. C. S. A. en la Habana — *Dominguez Esteban.*

Informes de la Construccion, 3 957, n.° 89.

C. D. U. 728.2

Trabalhos da Escola Superior de Belas Artes do Porto — Arquitectura.

Arquitectura Portuguesa, 4.ª série, n.° 9.

C. D. U. 728.2

Moderna Arquitectura Residencial Brasileira.

Engenharia Arquitetura — E. P. U. C., 7-955, n.° 1, pág. 14.

C. D. U. 728.7

Villa armand, en Ginebra — *G. Brera y D. Waltenspunhl.*

Informes de la Construccion, 5-56, vol. 9, n.° 81.

C. D. U. 748

Stained glass windows trends in design and modern application — *G. S. Reynolds.*

Building Materials, 1-957, vol. 27, n.° 1, pág. 3-9.

MÁQUINAS FERRAMENTAS DE QUALIDADE

Tornos Paralelos
Limadores
Engenhos Radiais
Máquinas de Rectificar
Tornos Revólver
Frezas
Escateladores
Plainas
Mandriladoras

Entrega imediata

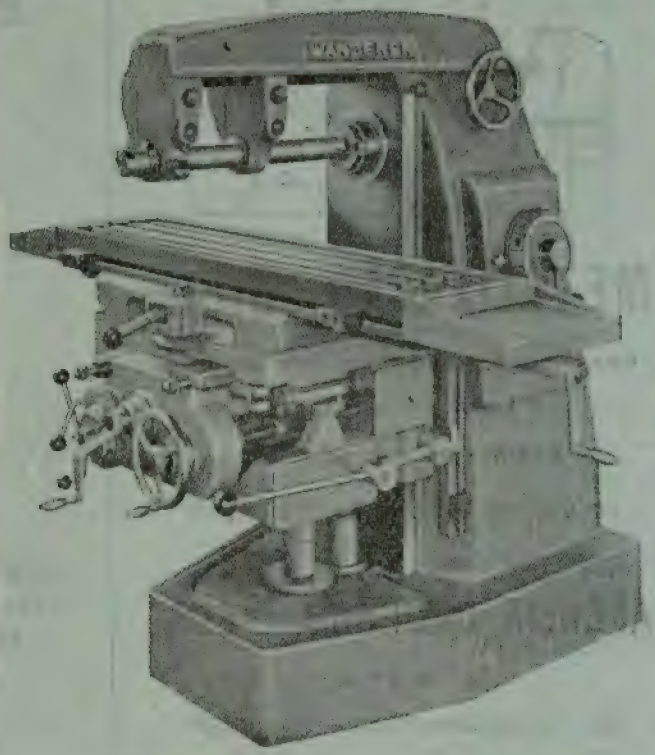
MÁQUINAS DE PRECISÃO, L.DA

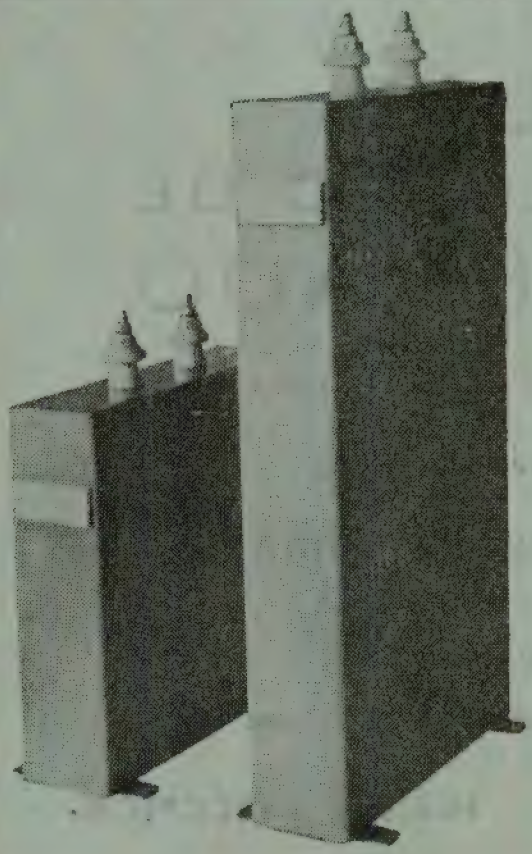
(Eng.º J. d'Arriaga de Tavares)

LISBOA:
Rua da BoaVista, 45 a 49 — Tel. 66 60 86

PORTO:
Rua Sá da Bandeira, 629 — Tel. 2 87 20

LUANDA:
Rua Pereira Forjaz, 79 — Caixa Postal 304





CORRECÇÃO DO COS φ

COM

CONDENSADORES

HAEFELY

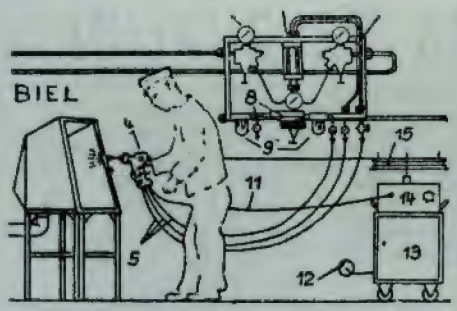
PARA ENTREGA IMEDIATA

REPRESENTANTES

AZEVEDO & PESSI, L.DA

RUA NOVA DO ALMADA, 46-1.º — LISBOA

Telef.: 2 44 95 — 2 98 79 — 2 03 54



METALIZAÇÃO «BIEL»

Aparelhagem tècnicamente perfeita

FABRICO ALEMÃO

Arames de aço e metais

PROJECTOS E ORÇAMENTOS GRÁTIS

DISTRIBUIDORES:

AGÊNCIA COMERCIAL, LDA.

LISBOA

Rua da Boa Vista, 76-1.º — Telef. 34759

TEMPERATURA, PRESSÃO E DÉBITOS
PARA VAPOR, ÁGUA, AR, ÓLEO E OUTROS FLUIDOS

BOUHON & IRMÃO, LTD.

EM LISBOA: Av. Júlio Diniz, 26, r/c Esq.
Telef.: 77 36 03, 77 86 85
NO PORTO: Rua Antero do Quental, 615
Telef. 4 0118 — 4 0119

TABELAS
PARA O CÁLCULO DE
BETÃO ARMADO

Pelo Eng.º Fernando Vasco Costa

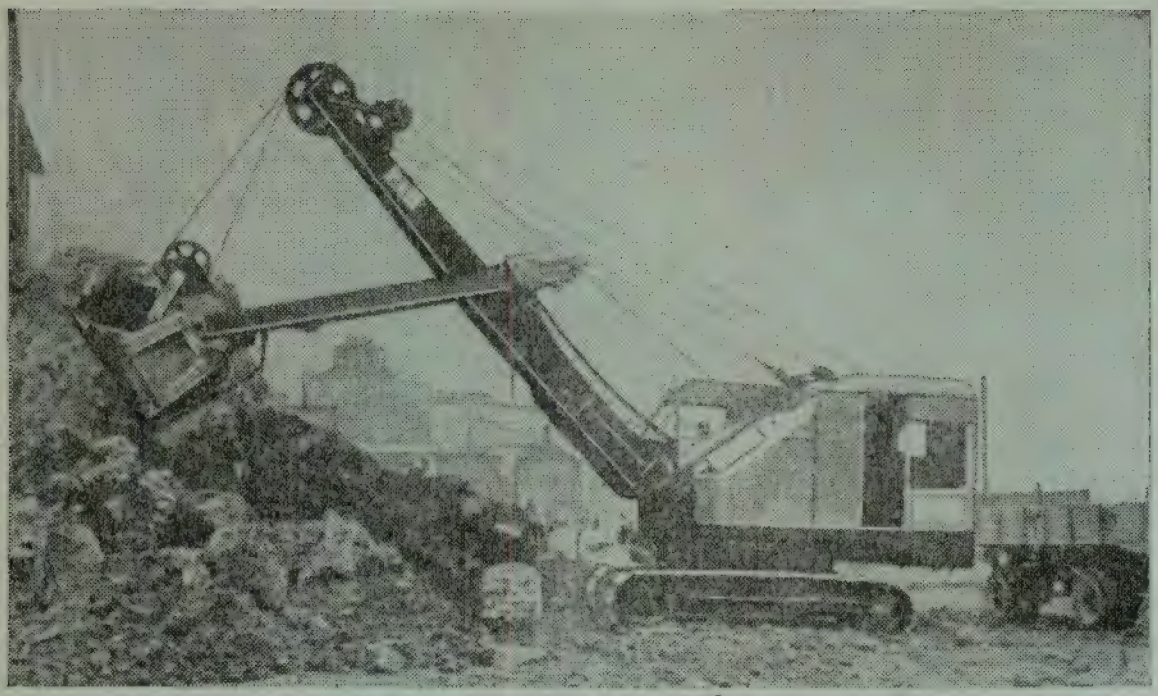
revistas e actualizadas pelo

Eng.º João d'Arga e Lima

PREÇO 120$00

Desconto de 10 % para Assinantes

Pedidos à «TÉCNICA»



Escavadora P&H Modelo 655-B

com a Capacidade de 1, 1/2 j. c

Construída na Europa, sob a supervisão da P & H., para trabalhos pesados de escavação.

Escavadoras de 1/2 a 10 j. c
Guindastes automóveis para cargas de 8 a 35 toneladas.

- **ROBUSTA** — A constução P&H feita em ligas de aço especiais, à base de soldadura, proporciona maior robustez e duração.
- **RÁPIDA** — Pesando menos 1/3, as Escavadoras P&H trabalham mais depressa. O comando hidráulico P&H aumenta a rapidez do trabalho.
- **GRANDE MOBILIDADE** — O seu menor peso reduz a pressão sobre o solo, facto que aumenta a mobilidade e a facilidade de transporte, sob todas as condições de terreno.
- **PEQUENOS ENCARGOS DE MANUTENÇÃO** — A construção à base de soldadura evita a utilização de parafusos e rebites que, frequentemente, requerem aperto. Presentemente, as soldaduras resistem mais que o metal em que são feitas. Sendo menos pesadas a sua inércia é, também, menor, facto que diminui o desgaste nos calços dos travões. O menor peso da máquina diminui o consumo de combustível.

HARNISCHFEGER INTERNATIONAL

CORPORATION

MILWAUKEE 46, WISCONSIN, U. S. A. CABLE: "HARNINCO"

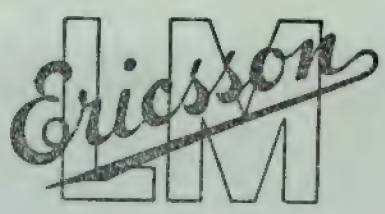
Sucursal Europeia: Harnischfeger Vertriebs G. m. b. H.
ALLEESTR. 33, DUESSELDORF, ALEMANHA

REPRESENTANTE EXCLUSIVO:

SMEIA

SOCIEDADE DE MECANIZAÇÃO INDUSTRIAL E AGRÍCOLA, S. A. R. L.

Avenida Padre Manuel da Nóbrega, 8
LISBOA



- SISTEMAS TELEFÓNICOS DE TODOS OS TIPOS
- SISTEMAS DE SINALIZAÇÃO
- SISTEMAS DE SONORIZAÇÃO
- APARELHAGEM DE MEDIDA E ENSAIO
- CONTADORES ELÉCTRICOS
- CABOS E APARELHAGEM TELEFÓNICA E ELECTRICA

PROJECTOS
MONTAGENS
REPARAÇÕES
ASSISTÊNCIA TÉCNICA

Sociedade Ericsson de Portugal, L.da

R. Filipe Folque, 7, 1.º Tel. (P P C 2 linhas) 57193

MATERIAL ELÉCTRICO

para instalações de alta e baixa tensão

ESPECIALIDADES **GARDY:**

Corta-circuitos e cartuchos de alto poder de corte
Disjuntores para força motriz e iluminação
Disjuntores de calibres variáveis
Disjuntores MINIHUILLE, até 35 kV
Dispositivos de corte em carga para seccionadores, etc.

REPRESENTANTE:

ANTÓNIO BARÓ

Rua da Assunção, 99-2.º-Dt.º

LISBOA

Para impermeabilizar terraços, paredes, fundações, etc.

COLAGEM DE TACOS DE MADEIRA

FABRICA EM SACAVÉM

TELEF. 73 01 56 (4 linhas)

TELEG. EPALDA—LISBOA

NA TERRA, NO MAR E NO AR
OS ROLAMENTOS FAG IMPÕEM-SE PELA
SUA ALTA QUALIDADE E PRECISÃO

FAG

KUGELFISCHER GEORG SCHÄFER & CO. SCHWEINFURT

SOCIEDADE COMERCIAL LUSO-COLUMBIA, LDA

PORTO · P. D. FILIPA DE LENCASTRE, 49 · TELEFONE. 25838/9-P.P.C.

LISBOA · RUA DO TELHAL. 8-C · TELEFONE. 35620

• SINCRONISMO •

TENSÃO • CORRENTE

FACTOR DE POTENCIA

Aparelhos de alta qualidade para

MEDIDAS ELECTRICAS

PARA A INDÚSTRIA
LABORATÓRIOS E ENSINO

INDUSTRIA NACIONAL

SOC. ELECTROM LDA

Soc. **electrom** Lda.

Largo de S. Carlos, 8 - 2.°

• POTENCIA • FREQUENCIA •

ELECTRO-ARCO
LIMITADA

ELECTRODIOS
POSTOS E ACESSORIOS
PARA A SOLDADURA ELECTRICA

MATERIAL APROVADO PELO
LLOYD'S REGISTER OF SHIPPING

FÁBRICA E LABORATÓRIOS
VENDA NOVA — AMADORA
LISBOA
RUA SILVA CARVALHO, 239 — TEL 683649
PORTO
RUA DO BOLHÃO, 216 — TEL 21277

Sociedade de Pesquisas, Captações de Água e Transportes, L.da

OFICINAS E LABORATÓRIOS
DO
INSTITUTO SUPERIOR TECNICO

As oficinas pedagógicas do Instituto Superior Técnico, de CARPINTARIA DE MOLDE, de INSTRUMENTOS DE PRECISÃO e de ELECTROTÉCNICA, fornecem todo o género de material escolar e de demonstração para o ensino técnico. Nos laboratórios de QUÍMICA ANALÍTICA, FÍSICA INDUSTRIAL E DE MINERALOGIA executam-se análises para o público

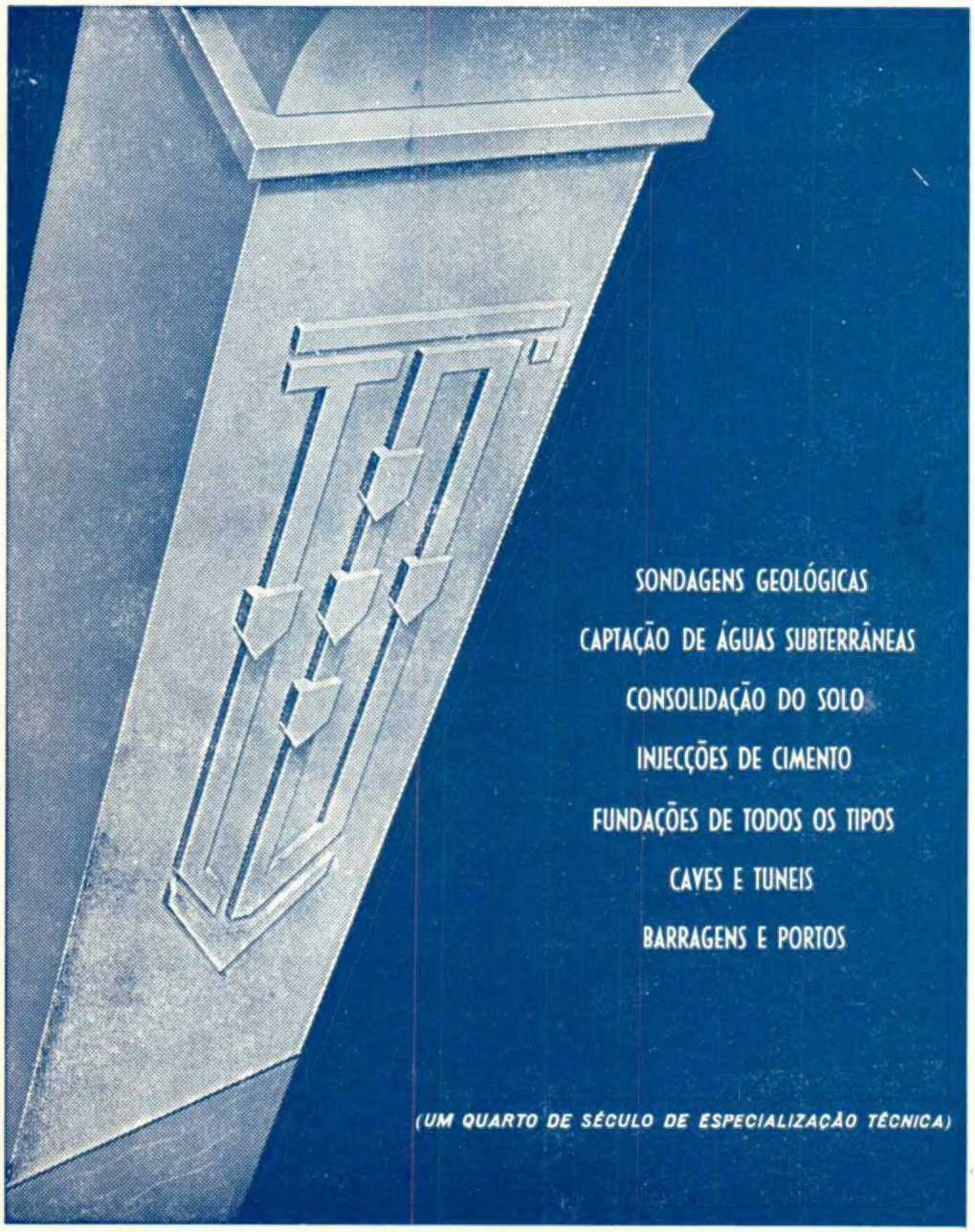
Para quaisquer informações, dirigir-se ao secretário da comissão executiva

Empresa de Sondagens e Fundações

TEIXEIRA DUARTE, L.DA

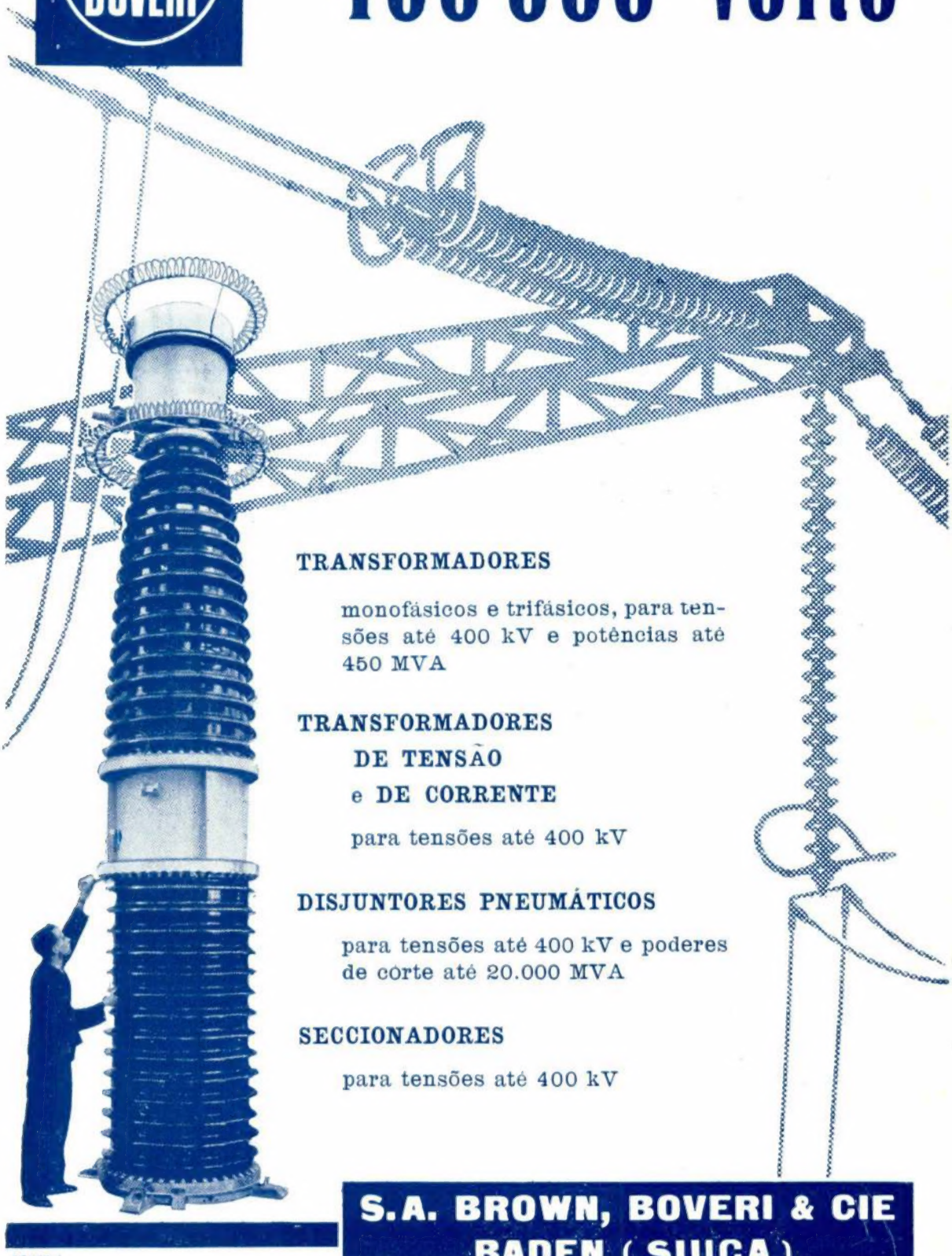
PR. DA FIGUEIRA, 18. 3.°
TELEF. 3 2774

LISBOA



BROWN BOVERI

400 000 volts



TRANSFORMADORES

monofásicos e trifásicos, para tensões até 400 kV e potências até 450 MVA

TRANSFORMADORES DE TENSÃO e DE CORRENTE

para tensões até 400 kV

DISJUNTORES PNEUMÁTICOS

para tensões até 400 kV e poderes de corte até 20.000 MVA

SECCIONADORES

para tensões até 400 kV

85175·I

S.A. BROWN, BOVERI & CIE
BADEN (SUIÇA)

Representante em Portugal e Ultramar: Soc. de Elect. BROWN BOVERI, Ltda

Rua de Sá da Bandeira, 481, 2.º - D. – PORTO — Telef. 23411